PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 20 — 15. Oktober 1940 — Redaktionsschluß für Nr. 22 am 1. November 1940 — 41. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 50 min für Oktober 1940. S. 457.

A. Lindberg, Ultraschallabsorption in Flüssigkeiten, optisch gemessen. S. 457.

H. Littmann, Das Brechungsvermögen von Lithiumfluorid im sichtbaren und ultraroten Gebiet. S. 468.

A. Smekal, Ultraschalldispersion und Bruchgeschwindigkeit. Mit Tafel XVI und XVII. S. 475.

Besprechungen:

H. Greinacher, Physik in Streifzügen. S. 480.

Nachrichten. S. 480.

ABHANDLUNGEN

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 50 min.

Die Zahlen der Spalte 2 geben an, um wieviel in 10^{-9} des Wertes der Betrag der ausgestrahlten Frequenz vom Sollwert 1 000 000 000 Hz abweicht. Die Abweichung wurde mittels der Quarzuhren der Reichsanstalt bestimmt.

1	2	1	2
Tag	1940 Oktober	Tag	1940 Oktober
1.	−8	17.	−1
2.	−4	18.	+2
3.	−1	19.	−1
4.	−6	20.	—
5.	+6	21.	—[2])
6.	—	22.	−8
7.	−7	23.	−2
8.	−5	24.	−2
9.	−2	25.	−3
10.	−2	26.	−3
11.	−4	27.	—
12.	−2	28.	−3
13.	—	29.	+2
14.	−6[1])	30.	−4
15.	−7	31.	+3
16.	+7		

1) Senderstörung: Emission nur $1^1/_2$!
2) Emission ausgefallen.

Berlin-Charlottenburg, den 11. November 1940.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Abt. II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger.

Ultraschallabsorption in Flüssigkeiten, optisch gemessen[1])

Von Albert Lindberg

1. Einleitung

Bekanntlich reicht die klassische Theorie der Ultraschallabsorption von Kirchhoff und Stokes[2]), die nur das Wärmeleitvermögen und die innere Reibung berücksichtigt, zu einer Beschreibung der experimentell gefundenen Verhältnisse nicht aus. Die moderne Theorie der molekularen Absorption, die Kneser[3]) in Analogie zu der Theorie für gasförmige Medien auch für Flüssigkeiten durchgeführt hat, erscheint aussichtsreich angesichts der Tatsache, daß in dem einatomigen Quecksilber der klassische Absorptionskoeffizient mit dem experimentell gefundenen übereinstimmt[4]). Da jedoch nur wenige und zum Teil recht unsichere Messungen der Utraschallabsorption in Flüssigkeiten vorliegen, konnte die Theorie von Kneser bisher nicht entscheidend überprüft werden. Die experimentelle Aufgabe ist deshalb heute in erster Linie eine Verbesserung der prinzipiell bereits vorhandenen Meßanordnungen auf einen praktisch brauchbaren Stand. Dies ist für die Schalldruckmethode bereits mit einer sehr sorgfältig

1) D 18.
2) Siehe etwa Bergmann, Der Ultraschall, 2. Auflage, Berlin 1939, S. 165.
3) Zusammenfassende Darstellung: H. O. Kneser, Physik. Zeitschr. **39**, 800, 1938, auch Zeitschr. f. techn. Phys. **19**, 486, 1938.
4) P. Rieckmann, Physik. Zeitschr. **40**, 582, 1939.

durchgeführten Konstruktion der Apparatur durch Rieckmann[4]) geschehen. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die von Grobe[5]) angegebene optische Meßmethode, die von der Lichtbeugung an Ultraschallwellen Gebrauch macht und eine elegante Fortführung älterer Arbeiten darstellt[6])[7]), auf ihre Anwendbarkeit hin zu überprüfen und gegebenenfalls nach geeigneten Veränderungen sicherzustellen. Grobe bildete das auszumessende Schallfeld im Lichte einer ersten Beugungsordnung ab. Dieses Schallfeldbild wurde dann photographisch-photometrisch untersucht. Der Methode lagen theoretische Untersuchungen von Debye[8]) und David[9]) zugrunde. Das Ergebnis dieser Rechnungen besagt, daß bei hinreichend schwachen Ultraschallwellen die in die erste Ordnung abgebeugte Lichtintensität der abbeugenden Schallintensität proportional ist. Als Kriterium für die hinreichend kleine Schallintensität dient das Nichtvorhandensein von höheren als ersten Beugungsordnungen. Die Theorien von Debye und David hatten sogenannte ideale Schallfelder zur Voraussetzung, bei denen die Flächen gleicher Phase, also die Schallwellenfronten, gleichzeitig Flächen gleicher Amplitude sind und außerdem rechteckig begrenzte Ausschnitte aus Ebenen darstellen. Wie die Untersuchungen von Petersen[10]) mit derselben Methode in Gasen ergaben, ist die Methode auf reale Schallfelder ohne weiteres nicht anwendbar. Vielmehr konnte Petersen gewisse Störungen der Schallausbreitung feststellen, die zu einer Abhängigkeit des gemessenen Absorptionskoeffizienten vom Winkel zwischen Lichtrichtung und Schallrichtung führten. Es kam sogar vor, daß der gemessene Intensitätsverlauf im Schallfeldbild keinem Exponentialgesetz folgte, so daß von einem gemessenen Absorptionskoeffizienten nicht mehr die Rede sein konnte. Wie in der Arbeit von Petersen eingehend diskutiert ist, gelangt man in einem solchen Falle gestörter Schallausbreitung durch eine geeignete Mittelbildung zum richtigen Absorptionskoeffizienten. Insbesondere ist bei Unabhängigkeit des gemessenen Absorptionskoeffizienten von jenem Winkel der wahre Absorptionskoeffizient gleich dem gemessenen.

Aus dem für diese Arbeit gesteckten Ziel ergab sich das folgende Arbeitsprogramm:

a) Wie schon bei Grobe erwähnt, treten in den zu untersuchenden Flüssigkeiten leicht thermische Schlieren auf. Diese Inhomogenitäten des Mediums sollen mit Sicherheit unterdrückt und die Temperatur zur Herstellung besser definierter Untersuchungsverhältnisse in geeigneter Weise einstellbar gemacht werden.

b) Es ist festzustellen, ob sich die vorliegenden realen Schallfelder aus exponentiell abklingenden idealen superponieren lassen oder ob auch in Flüssigkeiten die von Petersen in Gasen festgestellten Störungen der Schallausbreitung auftreten. Im ersten Fall läßt sich nach Untersuchungen von David[11]) der Gültigkeitsbereich der Methode auch auf reale Schallfelder ausdehnen.

Diese letzte Frage konnte mit der Grobeschen Anordnung nicht mit Erfolg behandelt werden, weil bei ihrer Anwendung sämtliche Struktureinzelheiten im Schallfeldbild unterdrückt werden müssen, um eine Photometrierbarkeit zu erzielen. Grobe erreichte dies durch eine entsprechende Auswahl der Schallfeldbilder. Durch diese Auswahl wird aber eine Untersuchung gerade der realen Schallfelder unmöglich gemacht. Hieraus ergab sich für den Verfasser die Notwendigkeit, die von Grobe benutzte Optik in geeigneter Weise zu modifizieren.

Durch diese Punkte war der Verlauf der Arbeit im wesentlichen bestimmt. Es konnte zusammen mit den theoretischen Untersuchungen von David[11]) gezeigt werden, daß die Methode mit den angebrachten Verbesserungen in Flüssigkeiten einwandfrei Absorption zu messen gestattet, sofern diese nicht zu groß ist. Die Grenze nach großen Absorptionen dürfte bei $\alpha \sim 50\ \mathrm{cm}^{-1}$ liegen[12]).

2. Die Apparatur

a) Die Optik. Die vom Verfasser entwickelte optische Anordnung ist im wesentlichen bereits bei Petersen beschrieben. In der praktischen Ausführung unterscheiden sich die beiden Aufbauten. Bei der hier geschilderten Anordnung war eine Linse mehr notwendig als bei der von Petersen angegebenen, da sonst mit den zur Verfügung stehenden Linsen eine einwandfreie Abbildung nicht möglich gewesen wäre. Die benutzte Anordnung ergibt sich aus der Fig. 1. Als Lichtquelle diente eine Wolfram-Bogenlampe

5) H. Grobe, Physik. Zeitschr. **39**, 333, 1938.
6) P. Biquard, Compt. rend. **196**, 257, 1933.
7) P. Bazulin, Physik. Zeitschr. Sowjet U. **8**, 354, 1933.
8) P. Debye, Physik. Zeitschr. **33**, 849, 1932.
9) E. David, Physik. Zeitschr. **38**, 587, 1937.
10) O. Petersen, Physik. Zeitschr. **41**, 29, 1940.
11) E. David, Physik. Zeitschr. **41**, 37, 1940.
12) In dieser Arbeit ist unter α der „Absorptionskoeffizient pro Zentimeter" zu verstehen, wie er sich aus dem exponentiellen Abfall der Schallintensität I in Schallrichtung x, $I = I_0 \cdot e^{-\alpha x}$, ergibt.

(Osram-Punktlichtlampe Type 4 G) mit vorgeschaltetem Grünfilter. Der Kondensor K bildete die Anode der Bogenlampe B durch das Grünfilter G hindurch auf den Spalt S_1 ab, der sich im Brennpunkt des Fernrohrobjektivs O_1 befand. Zwischen diesem und dem ihm gleichen

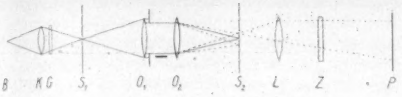


Fig. 1. Der optische Strahlengang.

O_2 befand sich in der Küvette die Schallquelle, die den Ultraschall nach oben abstrahlte. Die Schallquelle ist in Fig. 1 durch einen kurzen dicken Strich angedeutet. O_2 erzeugte in seiner Brennebene neben dem zentralen Bild von S_1 noch zwei weitere Bilder als erste Beugungsordnungen. Von diesen Bildern wurde nur die obere erste Ordnung vom Ausblendspalt S_2 hindurchgelassen. Es folgte eine Bikonvexlinse L, die so eingestellt war, daß sie mit O_2 zusammen das Schallfeld auf der photographischen Platte P scharf abbildete (s. Fig. 2b). Zwischen L und P

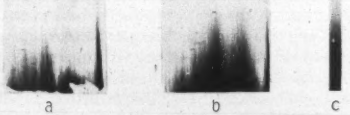


Fig. 2. a) Bild eines Schallfeldes, ohne Zylinderlinse, Rührwerk steht; b) Bild eines Schallfeldes, ohne Zylinderlinse, Rührwerk läuft; c) Bild eines Schallfeldes, mit Zylinderlinse, Rührwerk läuft.

konnte eine Zylinderlinse Z eingeschaltet werden, deren Achse parallel zur Schallrichtung gerichtet war. Die Zylinderlinse war so eingestellt, daß eine sphärische Linse gleicher Brennweite an ihrer Stelle mit den übrigen Linsen zusammen an Stelle des Schallfeldes den Ausblendspalt S_2 abgebildet haben würde. Mit dieser Anordnung werden also Punkte des Schallfeldes zu Linien senkrecht zur Schallrichtung und Punkte des Ausblendspaltes zu Linien parallel zur Schallrichtung ausgezogen. Es entsteht so mit Hilfe der Zylinderlinse an Stelle des Schallfeldbildes ein rechteckiges Bild, das in Richtung seiner kurzen Kante konstante und in Richtung seiner langen Kante eine exponentiell abfallende Intensität zeigt (s. Fig. 2c). Dieses Rechteck besteht aus kontinuierlich nebeneinandergelagerten Bildern der ersten Ordnung in Abhängigkeit von der Lage der sie erzeugenden Schallfeldteile[13]). Aus der Steilheit des exponentiellen Abfalls kann in naheliegender Weise auf die Größe des Absorptionskoeffizienten geschlossen werden. Die gewählte Vergrößerung der optischen Anordnung betrug im allgemeinen etwa 1 : 1. Bei größeren Absorptionen ($\alpha \sim 35\ \mathrm{cm}^{-1}$) mußte eine dreifache Vergrößerung angewandt werden, um den steilen Intensitätsabfall im Schallfeldbild abzuflachen.

b) Die Schallquelle. Die Schallquelle bildet mit den elektrischen Zuleitungen einen kleinen Kondensator, an den die hochfrequente Wechselspannung eines Senders gelegt wurde. Die Kapazität dieses Kondensators beträgt mit Luft als Dielektrikum wenige Zentimeter. Die untere Kondensatorplatte besitzt eine Vertiefung von wenigen Zehntel Millimetern Tiefe, die den Piezokristall aufnimmt. Die obere „Kondensatorplatte" besteht aus einem Drahtgitter von der Gitterkonstante 1 mm und der Drahtstärke 0,1 mm, welches den vom Piezokristall abgegebenen Schallstrahl ohne merkliche Störung hindurchläßt und deshalb in die Nähe des Piezokristalls gebracht werden konnte[14]). Diese Halterung besitzt gegenüber der von Grobe angegebenen den Vorzug der größeren Wechselfeldstärke am Piezokristall, wodurch eine bessere Schalleistung erzielt wurde. Die Schallquelle war isoliert an einem Metallgestell befestigt, das eine Verschiebung der Schallquelle in Schallrichtung und eine Drehung um eine Achse gestattete, die senkrecht zur Schallrichtung und zur Lichtrichtung orientiert war. Es war so möglich, die Lage des Schallfeldes je nach der Größe der Absorption und der Schallwellenlänge passend zur optischen Achse auszurichten.

An Piezokristallen standen die schon bei Grobe erwähnten Kristalle der Eigenfrequenzen 15,2, 30,0, 42,7 und 75,0 MHz zur Verfügung. Sie wurden im allgemeinen in ihrer Grundwelle erregt, der 30-MHz-Turmalin in einem Falle auch in seiner dritten mechanischen Oberwelle, die bei 90 MHz liegt.

c) Die Küvette mit Rührwerk und Heizung. Grobe hat für seine Messungen selbstgekittete Küvetten, zum Teil aus Interferenzplatten, benutzt. Diese Lösung kann nicht end-

13) Hierbei kommt von einzelnen, schräglaufenden Schallstrahlen nur deren Projektion auf die Hauptschallrichtung zur Abbildung. Wie Petersen zeigen konnte, können die hieraus erwachsenden Fehler vernachlässigt werden.

14) Eine früher an Stelle des Gitters benutzte Aluminiumfolie von 15 μ Dicke bewährte sich nicht, da sich die am Kristall erwärmte Flüssigkeit unter der Folie staute und so zu einer starken Schlierenbildung Anlaß gab.

gültig sein, da die üblichen Kitte in den seltensten Fällen den Ansprüchen an chemische Widerstandsfähigkeit gegenüber den zu untersuchenden Flüssigkeiten genügen. Da aber die käuflichen zusammengeschmolzenen Küvetten in ihrer optischen Qualität nicht ausreichend sind, mußte auch der Verfasser von dem Grobeschen Verfahren Gebrauch machen. Für die Messungen in Benzol und Tetrachlorkohlenstoff wurde als Kitt ein Bleiglätte-Glyzeringemisch und bei Methylalkohol in Eisessig aufgeweichte Hausenblase benutzt. Aber schon gegenüber Wasser erwiesen sich beide Kittungen als nicht widerstandsfähig. Da die Anwendung von Interferenzplatten weit über das Ziel hinausschießt und für die sicher nicht endgültige Lösung ein solcher Aufwand nicht angebracht erschien, wurden für die optisch benutzten Trogwände ausgesuchte Diapositivplatten benutzt[15]). In die Küvette (s. Fig. 3) taucht einmal der den Piezokristall enthaltende Kondensator, dessen Halterung gleichzeitig die elektrische Zuleitung bildet. Außerdem befindet sich in der Küvette eine kleine Widerstandsspirale, die zur regelbaren

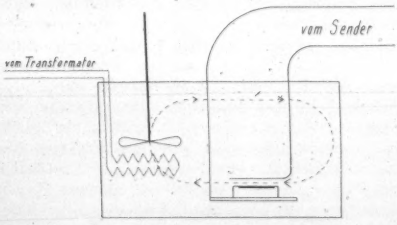


Fig. 3. Küvette mit Schallquelle, Rührwerk und Heizung.

Beheizung der zu untersuchenden Flüssigkeit dient. Diese Heizung war nützlich bei der Einstellung einer definierten Temperatur. Unumgänglich aber war sie bei den Messungen in Methylalkohol, da ohne zusätzliche Beheizung die Küvettenwände infolge der Verdunstungskälte beschlugen. Bei den Frequenzen 30 und 43 MHz war es nötig, in beide Adern der Heizleitung je einen Sperrkreis zu legen, um ein Davonlaufen der Hochfrequenzenergie über diese Leitung zu verhindern.

Zur Herstellung einer gleichmäßigen Temperatur, insbesondere zur Unterdrückung der Schlieren, war ein Rührwerk eingebaut. Es bestand aus einem kleinen Propeller von 30 mm Durchmesser mit drei Flügeln und vertikaler Achse, der in die Flüssigkeit eintauchte und dessen Umdrehungszahl zwischen 60 und 2000 Umdrehungen pro Minute einreguliert werden konnte. Im Normalbetrieb genügten 500 bis 1000 Umdrehungen. Während die Heizspirale fest mit der Küvette verbunden war, konnten der Propeller und die Schallquelle einzeln gegenüber der Küvette und gegeneinander verstellt werden. Verschiedene Versuche ergaben, daß die Wirkung des Rührwerks dann am besten war, wenn Rührwerk und Schallquelle an einer Seite zusammengedrängt waren, wenn ferner die Schallquelle so tief wie möglich in die Küvette eintauchte und wenn sich der Propeller bei richtigem Umlaufssinn etwa in halber Höhe der Küvette befand. Der Umlaufssinn ergibt sich aus der in Fig. 3 eingezeichneten Stromlinie. In den freien Raum neben der Schallquelle tauchte ein Thermometer ein.

d) Die Sender. Als Hochfrequenzquellen dienten zwei selbsterregte Sender. Für den Frequenzbereich von 15 bis 43 MHz kam ein Dreipunktsender in Anwendung, während für die höheren Frequenzen bis 130 MHz ein Gegentaktsender nach Mesny[16]) benutzt wurde. Bei beiden Sendern wurde die Ultrakurzwellensenderröhre *RS* 245 von Telefunken benutzt, die bei 400 Volt Anodenspannung auf ihrer Grenzwellenlänge von 1,5 m noch 1 Watt Hochfrequenzenergie abgeben kann, die nach längeren Wellen rasch auf 6 Watt ansteigt. Sämtliche Batteriezuleitungen waren verdrosselt, um bei Bewegungen der Sender Frequenzänderungen zu vermeiden. Aus demselben Grunde wurde der Dreipunktsender fest auf das Drehgestell der Schallquelle gesetzt. Dadurch wurde es möglich, während einer Messung die Schallquelle zu drehen, ohne daß weitere Änderungen der Versuchsbedingungen eintraten. Da die Ergebnisse dieser Messung (s. Abschnitt 3) weitere Untersuchungen in dieser Richtung unnötig machten, wurde bei dem Gegentaktsender auf diese Anordnung verzichtet[17]). Statt dessen wurde der Sender unmittelbar über der Küvette angeordnet, um eine möglichst kurze Verbindung zur Schallquelle zu erzielen. Die Ankopplung der Schallquelle erfolgte bei beiden Sendern durch unmittelbaren Anschluß an den Kondensator des Schwingungskreises. In einigen Fällen war es zur Erzielung einer loseren Ankopplung nötig, der Schallquelle noch eine kleine Kapazität von wenigen Zentimetern vorzuschalten. Hierzu wurden verlustarme Calitkondensatoren benutzt.

15) Über die hieraus erwachsenden Fehler siehe die Fehlerabschätzung in Abschnitt 5.

16) H. E. Hollmann, Physik und Technik der ultrakurzen Wellen, Bd. 1, S. 47. 1. Auflage. Berlin 1936.

17) Die dadurch bei Drehung der Schallquelle auftretenden Frequenzänderungen waren unwesentlich. Sie betrugen weniger als 15 kHz.

e) Die Frequenzmesser. Zur Frequenzbestimmung kam bei den Messungen in Benzol der „Universalfrequenzmesser" von Steeg und Reuter auf Meßbereich 1 (14–60 MHz) zur Verwendung, während bei den Messungen in Methylalkohol der „Ultrakurzwellenmesser" von Rohde und Schwarz, Type WIK/2994, benutzt wurde. Ersterer ist ein Absorptionswellenmesser mit Detektor und Drehspulinstrument und verbürgt nach Angabe des Herstellers eine Meßgenauigkeit, die nicht viel schlechter als 1 Proz. ist, während letzterer ein Überlagerungswellenmesser ist, bei dem die Grundwelle des auszumessenden Senders mit einer geeigneten Oberwelle des eingebauten Meßsenders kombiniert wird. Er liefert nach Angaben des Herstellers eine Meßgenauigkeit von 1 Promille.

f) Die photographische Aufnahme. Auf jeder einzelnen photographischen Platte wurde neben einigen Schallfeldaufnahmen eine weitere bei abgeschaltetem Sender gemacht, bei der der Ausblendspalt S_2 fehlte. Diese Aufnahme hatte den Zweck, die gleichmäßige Ausleuchtung des Schallfeldes zu untersuchen. Ein hierbei festgestellter Gang der Beleuchtung wurde nötigenfalls korrigiert. Weiter wurde auf jeder Platte eine Aufnahme eines Glasmaßstabes gemacht, der sich am Orte des Schallfeldes befand. Mit dieser Aufnahme wurde die Vergrößerung der Optik ermittelt. Sofern es nötig war, konnte in einer besonderen Aufnahme bei abgeschaltetem Sender auch die Intensität des an Staubteilchen und Linsenfehlern gestreuten Lichtes festgestellt werden. Meistens war diese Störintensität zu vernachlässigen. Auf jede einzelne Platte wurden schließlich mit Hilfe des Stufenblendenkondensors nach Hansen[18]) Intensitätsmarken gebracht, mit deren Hilfe aus dem Vergleich der Schwärzungen in bekannter Weise die Lichtintensitäten bestimmt wurden. Zur Schwärzungsmessung kam hierbei ein Registrierphotometer nach Koch-Goos zur Anwendung. Die Belichtungszeiten der Platten betrugen je nach den zu messenden Intensitäten größenordnungsmäßig eine Minute und konnten bis um einen Faktor vier in beiden Richtungen abweichen.

3. Allgemeine Voruntersuchungen, ausgeführt an Benzol

a) Schlieren. Zunächst wurde die Schlierenbeseitigung vorgenommen (s. Abschnitt 2c) und im Anschluß daran eine Reihe von Messungen gemacht. Es zeigte sich, daß bei laufendem Rührwerk die Qualität des Schallfeldbildes erheblich besser wurde. Dies erkennt man deutlich in Fig. 2. Fig. 2a zeigt ein Schallfeldbild mit besonders kraß ausgebildeten Schlieren. Die an der Schallquelle erkennbaren Schlieren standen zeitlich unverändert still, während die vom Piezokristall verursachte Strömung langsam durch die Schlieren hindurchging. Fig. 2b zeigt dasselbe Schallfeld nach Einschalten des Rührwerks. Wenn bei den Aufnahmen ohne Rührwerk der augenfällige, nicht exponentiell verlaufende Anfang fortgelassen wurde, so ergaben sich mit und ohne Rührwerk innerhalb der Meßgenauigkeit dieselben Werte für den Absorptionskoeffizienten. So wurde ohne Rührwerk im Mittel $\alpha = 4{,}2\ \mathrm{cm}^{-1}$ und mit Rührwerk $\alpha = 4{,}0\ \mathrm{cm}^{-1}$ bei einer Frequenz von $\nu = 15{,}2$ MHz gemessen, während die Einzelmessungen in beiden Fällen um 7 Proz. streuten. Es kann daher als sichergestellt gelten, daß durch das Rührwerk der ausmeßbare Teil des Schallfeldes vergrößert wird, aber daß die Schlieren bei den an sich kleinen Schallenergien und bei vorsichtiger Auswertung der Schallfeldbilder den Absorptionskoeffizienten nicht systematisch verfälschen.

b) Schallausbreitung, experimentell. Wie in Abschnitt 1 schon angedeutet ist, hat Petersen in Gasen bei ähnlichen Absorptionsmessungen wie den hier beschriebenen eine starke Abhängigkeit der Meßergebnisse von dem Winkel δ zwischen der Lichtrichtung und der Oberfläche des Piezokristalls festgestellt. Zum Teil wurde in größerer Entfernung von der Schallquelle mehr Licht abgebeugt als in unmittelbarer Nähe. Diese Winkelabhängigkeit, die ohne zusätzliche Annahmen nicht zu verstehen ist, konnte Petersen mit einer Störung der Schallausbreitung deuten. Nach Petersen kann der wahre Absorptionskoeffizient aus den bei verschiedenen Winkeln δ in verschiedenen Entfernungen x von der Schallquelle abgebeugten Lichtintensitäten durch eine geeignete Mittelbildung gewonnen werden. Für eine sichere Begründung der Meßmethode ist daher eine genaue Kenntnis der bei verschiedenen x und δ abgebeugten Lichtintensitäten notwendig. Zur Erlangung dieser Kenntnis wurde die Apparatur vorübergehend in folgender Weise verändert: An Stelle des ersten Spaltes S_1 wurde eine Lochblende von 0,4 mm Durchmesser benutzt. Unter Verwendung der Zylinderlinse Z entstand dann als Schallfeldbild eine Linie, die in ihrer Ausdehnung den Abfall des am Schallfeld abgebeugten Lichtes in Abhängigkeit von x wiedergab (s. Abschnitt 2a). Wenn der Winkel δ durch Drehen der Schallquelle verändert wurde, so veränderte sich auch das linienförmige Schallfeldbild in seiner Helligkeitsverteilung. Durch eine mechanische Übertragung wurde nun diese Winkeländerung unter gleichzeitiger Verschie-

18) G. Hansen, Zeitschr. f. Phys. **29**, 359, 1924.

bung der photographischen Platte senkrecht zur Ausdehnung des Schallfeldbildes erreicht. Es erfolgte so eine photographisch-photometrische Aufzeichnung der abgebeugten Lichtintensität in einem rechteckigen Schema, dessen Kanten ein Koordinatensystem für den Winkel δ und den Abstand x darstellen. Das Schema ist in Fig. 4 dargestellt. Um den starken Intensitätsabfall in der x-Richtung auszugleichen, der eine Ausmessung erschweren würde, wurde das Licht in der Nähe der Schallquelle durch ein Rauchglas geschwächt. Die im ungeschwächten Teil erkennbaren horizontalen Streifen rühren von der Lichtstreuung an Staubteilchen und Fehlern in der Zwischenschicht der achromatischen Fernrohrobjektive her. Die Fig. 4 läßt deutlich erkennen, daß bei einem ganz bestimmten

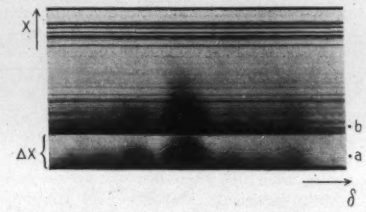


Fig. 4. Verteilung der abgebeugten Lichtintensität in Abhängigkeit vom Winkel δ und Abstand x von der Schallquelle. In Quarznähe, im Bereich Δx, ist die Intensität durch ein Rauchglas geschwächt.

Winkel δ die am Schallfeld abgebeugte Lichtintensität ein Maximum annimmt. Für diesen Winkel δ_B gilt die Braggsche Beziehung zwischen Lichtwellenlänge λ und Schallwellenlänge Λ: $2\Lambda \sin \delta_B = \lambda$. Daher soll δ_B im folgenden auch der Braggsche Winkel genannt werden. Aus den verschiedenen Schwärzungen der Fig. 4 konnte in der in Abschnitt 2f angedeuteten Weise die Lichtintensität ermittelt werden. Dies geschah folgendermaßen: In den in Fig. 4 durch die beiden mit a und b bezeichneten Punkte gekennzeichneten Abständen x_a und x_b von der Schallquelle wurde der Schwärzungsverlauf in Abhängigkeit von δ mit dem Registrierphotometer gemessen. Unter Benutzung der mitphotographierten und photometrierten Intensitätsmarken wurde daraus der Intensitätsverlauf errechnet. Der Anteil des Streulichtes konnte in einer besonderen Aufnahme ermittelt und abgezogen werden. In Fig. 5 ist die in den Abständen x_a und x_b von der Schallquelle abgebeugte Intensität in Abhängigkeit vom Winkel δ logarithmisch dargestellt. Die obere Kurve gehört zum Abstand x_a und ist somit durch das Rauchglas um einen konstanten Betrag zu niedrig bestimmt. Die beiden Abstände x_a und x_b unterscheiden sich um 5 mm. Die Differenz der beiden Intensitätslogarithmen ist ein Maß für die scheinbare Absorption. Diese Differenz ist in wahrer Größe als gestrichelte Kurve mit eingetragen. Wie die Darstellung zeigt, ist diese Differenz als unabhängig von δ anzusehen. Die unsystematischen geringen Schwankungen lassen sich als Meßfehler deuten. Aus dieser Unabhängigkeit von δ ist nach Petersen zu folgern, daß die gemessene Absorption gleich der wahren Absorption ist.

e) Schallausbreitung, theoretische Deutung. Um den in dem eben dargestellten Ver-

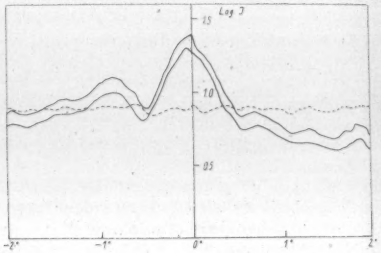


Fig. 5. Am Schallfeld abgebeugte Intensität der ersten Ordnung in Abhängigkeit vom Winkel δ für zwei um 5 mm verschiedene Abstände von der Schallquelle, logarithmisch aufgetragen. Obere Kurve, in Quarznähe, mit Rauchglas um konstanten Betrag geschwächt. Gestrichelte Kurve: Wahre Differenz beider Logarithmen. Nullpunkt der Abszisse im Braggschen Winkel.

halten der Schallfelder in Flüssigkeiten liegenden Sachverhalt voll erfassen zu können, ist eine Kenntnis darüber notwendig, wie die in Fig. 5 dargestellten Kurven zustande kommen und welche Bedeutung sie für die Struktur des Schallfeldes haben. Diese Dinge sind von Petersen behandelt worden. Der Vollständigkeit halber sollen sie auch hier in Kürze unter einem anderen Gesichtspunkt dargestellt werden. Die folgenden theoretischen Aussagen gelten allgemein für jedes ideale oder reale Schallfeld. Das (seitlich begrenzte) Schallfeld kann in einer in Schallrichtung schmalen Zone von konstantem Abstand x von der Schallquelle aufgefaßt werden als eine Überlagerung von ebenen, seitlich unbegrenzten Wellenzügen unterschiedlicher Richtung und unterschiedlicher Intensität. Eine Analyse nach diesen „Partialwellen" [David[11]] ist theoretisch bei bekanntem Schallfeld mit einer Fourieranalyse zu erreichen. Experimentell wäre dies etwa so denkbar, wenn auch heute wohl noch nicht durchführbar: In die zu untersuchende schmale

Zone des Schallfeldes werde eine Schallinse[19] gebracht, deren Achse mit der Hauptschallrichtung zusammenfällt. Jedem Punkte der Brennebene dieser Schallinse wird die Richtung zugeordnet, unter der er vom Mittelpunkt der Linse aus erscheint. Wenn außerdem in jedem Punkte dieser Brennebene die Schallintensität aus einer Messung bekannt ist, so gehört auch zu jeder Richtung eine definierte Schallintensität. Damit ist die Analyse nach den Partialwellen in relativen Intensitäten schon bewerkstelligt. Dieses hier beschriebene Gedankenexperiment ist der Wellenoptik entlehnt und für diese allgemein bekannt. Wie Petersen zeigen konnte, wird mit Hilfe der unter 2 beschriebenen optischen Anordnung von allen diesen unendlich vielen seitlich unbegrenzten Wellenzügen die Gesamtintensität einer gewissen Schar von Partialwellen gemessen, nämlich aller derjenigen Partialwellen, die mit der Lichtrichtung gerade den Braggschen Glanzwinkel einschließen. Die Richtungen dieser Partialwellen liegen näherungsweise in einer Ebene, die die Drehachse der Schallquelle enthält und mit der Richtung des ankommenden Lichtes den Winkel $\frac{\pi}{2} - \delta_B$ einschließt, wo δ_B der aus der bekannten Braggschen Formel errechnete Braggsche Winkel ist. Beim Drehen der Schallquelle gelangen immer andere Partialwellen nacheinander in die richtige Lage. Die optisch gemessene Intensität ist somit ein getreues Bild der in den einzelnen Ebenen, die alle die Drehachse der Schallquelle gemeinsam haben, verlaufenden Schallintensitäten. Eine Analyse eines ganzen Schallfeldes, und nicht nur, wie oben dargestellt, einer schmalen Zone, nach idealen Schallfeldern ist immer dann möglich, wenn sich diese Richtungsverteilung der Schallausbreitung mit wachsendem Abstand von der Schallquelle nicht ändert, wenn somit der Energietransport in der Schallwelle in definierten Richtungen erfolgt. Für das oben beschriebene Gedankenexperiment mit der Schallinse bedeutet das einfach die in der Optik selbstverständliche Tatsache, daß die Intensitätsverteilung in der Brennebene der Schallinse unabhängig von Verschiebungen derselben längs ihrer Achse ist. Bei „gestörten" Schallfeldern [Petersen[10]] dagegen erfolgt der Energietransport nicht mehr geradlinig, vielmehr ist mit wachsenden Abstand von der Schallquelle ein Abwandern der Energie auf andere Richtungen zu beobachten, in Analogie zur Lichtausbreitung in einem optisch inhomogenen Medium. Die Kurven der Fig. 5 besagen daher nichts anderes, als daß eine solche Störung der Schallausbreitung nicht erfolgt ist. Es ist also eine Analyse der Schallfelder in Flüssigkeiten nach idealen Schallfeldern möglich. Die Theorie von David[11] über die optische Messung der Ultraschallabsorption ist deshalb auf die vorliegenden Messungen anwendbar.

Für eine Anwendung in Abschnitt 5 ist noch folgendes wichtig: Wie aus dem eben gesagten hervorgeht, ist die Winkelabhängigkeit der am Schallfeld abgebeugten Lichtintensität gleichbedeutend mit der Richtungsverteilung der Schallausbreitung. Diese ist aber zur Hauptsache durch Beugung der Schallwelle infolge der endlichen Begrenzung des Piezokristalls bestimmt. Daneben spielen noch andere Eigenschaften, wie die Schwingungsform des Piezokristalls, eine Rolle. Der Zusammenhang wird im allgemeinen für die Rechnung dadurch unübersichtlich, daß die optische Anordnung nicht die einer gewissen Richtung zukommende Partialwelle, sondern das Intensitätsintegral über eine ganze Schar solcher Partialwellen liefert. Für die hier erfolgende Anwendung ist es gestattet, sich auf quadratische und kreisförmige Kristalle zu beschränken. In Fig. 6 ist die errechnete Intensität in Abhängigkeit vom Winkel δ für solche Kristallformen sowie die an einem quadratischen Piezokristall gemessene Intensität eingetragen. Als Abszisseneinheiten wurden benutzt: Bei quadratischen Kristallen der Kantenlänge l und der Schallwellenlänge Λ der Quotient $\frac{\Lambda}{l}$ und für kreisförmige Kristalle vom Durchmesser d der Ausdruck $1{,}22 \cdot \frac{\Lambda}{d}$. Da diese Ausdrücke den Verlauf der theoretischen Kurven bestimmen, wie aus Fig. 6 hervorgeht, sollen sie in dieser Arbeit der Kürze halber „reduzierte Winkeleinheiten" genannt werden. Die experimentelle Kurve zeigt, daß die geringen Unterschiede der theoretischen Kurven beim Übergang zu realen Schallfeldern sich noch mehr verwischen werden. Es ist demnach für überschlagsmäßige Fehlerbetrachtungen ohne weiteres gestattet, bei Benutzung der „reduzierten Winkeleinheiten" die gemessene Kurve der Fig. 6 auf andere Schallfelder sinngemäß zu übertragen. Dies wird in Abschnitt 5 bei der Abschätzung der Meßgenauigkeit geschehen.

Die gemessene Kurve der Fig. 6 gestattet überdies eine rohe, aber für manche Zwecke ausreichende Analyse des vermessenen Schallfeldes vorzunehmen. Dafür ist es lediglich erforderlich, die gemessene Kurve aus verschiedenen, gegeneinander verschobenen theoretischen Kurven von unterschiedlicher Intensität zu super-

19) R. Pohlmann, Zeitschr. f. Phys. **113**, 697, 1939.

ponieren. So sind in der experimentellen Kurve der Fig. 6 neben dem Hauptschallstrahl ohne weiteres die beiden mit I und II bezeichneten Nebenstrahlen zu erkennen.

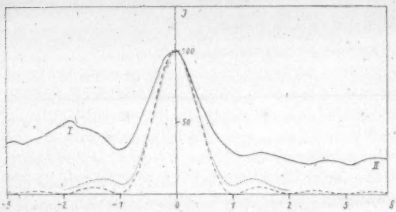


Fig. 6. Am Schallfeld abgebeugte Intensität der ersten Ordnung in Abhängigkeit vom Winkel δ für verschiedene Schallfelder. Abszisse in „reduzierten Winkeleinheiten", Nullpunkt im Braggschen Winkel; Ordinate in relativen Intensitäten, im Braggschen Maximum gleich 100 gesetzt. Ausgezogen: Reales Schallfeld, quadratischer Kristall. Gestrichelt: Theoretische Kurve, quadratischer Kristall. Punktiert: Theoretische Kurve, kreisförmiger Kristall.

4. Die Meßergebnisse

a) Benzol. Für die Absorptionsmessungen in Benzol kam „Benzol Kahlbaum pro analysi" zur Verwendung. Eine erste orientierende Messung wurde mit der Grobeschen Apparatur bei einer Frequenz von 15 MHz vorgenommen. Das Ergebnis $\alpha = 3{,}3\ \mathrm{cm^{-1}}$ war in Übereinstimmung mit dem von Grobe angegebenen Wert $\alpha = 3{,}23\ \mathrm{cm^{-1}}$. Da sich aber bei diesen Vorversuchen zeigte, daß die Schallfeldstruktur stark von der Stellung der Elektroden abhing, die bei Grobe nicht reproduzierbar eingestellt werden konnten, wurde ein Neubau der Schallquelle vorgenommen, der nach einigen Zwischenstufen zu der unter 4b beschriebenen Anordnung führte. Eine dann vorgenommene Messung ergab einen um etwa 30 Proz. höheren Wert $\alpha = 4{,}2\ \mathrm{cm^{-1}}$. Die schrittweise Rückgängigmachung des Neubaus ließ diesen neuen Wert unverändert. Da die von Grobe und bei den genannten Vorversuchen benutzte Küvette inzwischen durch Bruch der Kittung unbrauchbar geworden war, konnte diese nicht mehr zu Messungen herangezogen werden, so daß die Möglichkeit besteht, daß die Kittung der alten Küvette eine Verunreinigung an das Benzol abgegeben hat, was dann den früheren niedrigeren Wert zur Folge gehabt hätte. Diese Annahme wurde gestützt durch die Feststellung, daß diese Werteänderung bei Tetrachlorkohlenstoff nicht beobachtet wurde (s. Abschnitt 4b), so daß es sich um eine Eigenschaft des Benzols gehandelt haben muß. Eine Entscheidung in dieser Frage konnte nicht erzielt werden.

Nach diesen Vorbereitungen wurden mit der neuen Apparatur, wie sie unter 2 beschrieben ist, einige Meßreihen ausgeführt mit dem Ziel, den Verlauf der Absorption in Benzol in Abhängigkeit von der Temperatur bei hohen Frequenzen zu erhalten. Im Bereich zwischen 10° und 25° wurden bei den Frequenzen 15,2 und 42,8 MHz[20]) Messungen vorgenommen. Die Ergebnisse sind mit den von anderen Beobachtern angegebenen in Tabelle I eingetragen. Von den Messungen des Verfassers sind die Absorptionskoeffizienten α in $\mathrm{cm^{-1}}$, sowie von sämtlichen Messungen die „frequenzunabhängigen Absorptionskoeffizienten" $\frac{\alpha}{\nu^2}$ in $\mathrm{cm^{-1} \cdot sec^2}$ angegeben. Außerdem sind zu beiden Absorptionsgrößen die vom Verfasser gemessenen Temperaturkoeffizienten angegeben. Sämtliche Angaben beziehen sich auf 20° C. Aus Angaben des Landolt-Börnstein wurde auch der „klassische Absorptionskoeffizient" errechnet. Diese Größe ist in Tabelle I als „berechnet" eingetragen.

Tabelle I

Ultraschallabsorption in Benzol bei 20 °C

Gemessen von	$\nu \cdot 10^{-6}$	α	$\frac{\alpha}{\nu^2} \cdot 10^{15}$	$\frac{d\alpha}{dT}$	$\frac{d}{dT}\frac{\alpha}{\nu^2} \cdot 10^{15}$
Lindberg	15,2	4,21	18,2	0,026	0,112
	42,8	34,6	18,9	0,23	0,126
Rieckmann[4])	7,50		18,5		
Claeys, Errera und Sack[21])	0,287		19,0		
	0,870		19,5		
	1,442		18,0		
	2,030		19,0		
Biquard[22])	4,78		17,1		
	7,96		18,9		
	11,4		16,2		
Berechnet			0,167		

b) Tetrachlorkohlenstoff. Nach Abschluß der Messungen in Benzol erhob sich die Frage, ob die erwähnte Änderung der Absorption in Benzol gegenüber der von Grobe angegebenen auf eine noch unbekannte Veränderung in der Apparatur zurückzuführen sei. Um diese Frage zu entscheiden wurde eine Einzelmessung in

20) Höhere Frequenzen können bei Benzol nicht angewandt werden, da dann die Methode versagt. Siehe auch Abschnitt 6.

21) Claeys, Errera und Sack, Compt. rend. 202, 1493, 1936.

22) P. Biquard, Sur l'Absorption des Ondes Ultrasonores par les liquides, Théses de Doctorat, Paris 1935.

Tetrachlorkohlenstoff bei $\nu = 15$ MHz zum Vergleich mit Grobes Wert ausgeführt. Diese Einzelmessung ist mit der vollen Unsicherheit einer solchen behaftet, wie es sich aus den in Abschnitt 6 besprochenen Fehlern ergibt. Sie diente lediglich der Feststellung, daß ein Anstieg gegenüber dem von Grobe angegebenen Wert nicht eingetreten ist. Sie ergab $\alpha = 2{,}04\ \mathrm{cm}^{-1}$ bei einer Meßgenauigkeit von etwa 6 Proz., während Grobe $\alpha = 2{,}20\ \mathrm{cm}^{-1}$ bei einer Meßgenauigkeit von 4 Proz. angegeben hat. Die Bereiche überdecken sich in ausreichendem Maße. Da die Grobeschen Fehlerangaben nach Gauß als mittlere Fehler des Mittels errechnet sind, dürften bei ihm die Einzelmessungen um 8–10 Proz. gestreut haben.

c) Methylalkohol. Zum Abschluß wurde eine Reihe von Messungen in Methylalkohol gemacht. Zur Verwendung kam „Methanol Kahlbaum pro analysi". Im Verlauf der Vorversuche zeigte sich, daß das an sich geringe Leitvermögen des Methanols schon sehr störend wirkte, indem es einen Ohmschen Nebenschluß zur Schallquelle in der Größenordnung 3000 Ohm bewirkte. Bei einer hochfrequenten Wechselspannung von etwa 200 Volt bedeutet dies aber schon einen Verlust von 13 Watt, eine Leistung, die die Sender auch bei bester Ausnutzung nicht aufbringen konnten. Die Folge war, daß die Schwingungen aussetzten. Durch losere Ankopplung durch Vorschalten von Kondensatoren in der unter 2d geschilderten Weise wurde Abhilfe geschaffen.

Zur Prüfung der Hygroskopie wurde ein offenes Gefäß mit Methanol längere Zeit der Luft ausgesetzt. Auf Grund von Angaben des Landolt-Börnstein konnte aus Dichtebestimmungen der Wassergehalt des Methanols ermittelt werden. Es zeigte sich, daß sich während einer Stunde der Wassergehalt nicht merklich änderte. Dabei war eine Konzentrationsänderung von 1 Promille noch meßbar.

Nach diesen Vorbereitungen wurden je etwa 15 Einzelmessungen im Frequenzbereich zwischen 30 und 90 MHz auf 4 Frequenzen vorgenommen. Die Temperatur wurde auf 20° konstant gehalten. Bei 90 MHz wurde die dritte mechanische Oberwelle des 30-MHz-Turmalins benutzt. Der Verfasser versuchte auch, die dritte mechanische Oberwelle des 43-MHz-Quarzes, die bei etwa 128 MHz liegt, anzuregen, jedoch ließ sich hier kein Schallfeld nachweisen. Dagegen war bei Einschalten des Senders eine leichte Erwärmung der Flüssigkeit an den Elektroden festzustellen, was als Beweis betrachtet wurde, daß die hochfrequente Wechselspannung tatsächlich bis an die Elektroden vorgedrungen war. Ob dies Verhalten auf die mit der Frequenz wachsenden dielektrischen Verluste zurückzuführen ist, wagt der Verfasser nicht zu entscheiden.

Die Ergebnisse sind mit den von Parthasarathy[23]) gemessenen und dem aus Angaben des Landolt-Börnstein berechneten „klassischen" Absorptionskoeffizienten in Tabelle II eingetragen. Bei Parthasarathy ist die Temperatur unbekannt, bei der gemessen wurde. Dadurch wird ein Vergleich erschwert.

Tabelle II

Ultraschallabsorption in Methylalkohol, Messungen von Lindberg bezogen auf 20°, bei Parthasarathy Temperatur unbekannt

Gemessen von	$\nu \cdot 10^{-6}$	α	$\frac{\alpha}{\nu^2} \cdot 10^{15}$
Lindberg	29,95	0,536	0,598
	42,72	1,101	0,603
	75,0	3,47	0,617
	90,0	4,86	0,600
Parthasarathy	7		0,64
	16		0,56
Berechnet			0,29

Es zeigt sich, daß $\frac{\alpha}{\nu^2}$ auch bei Methylalkohol, wie bei vielen anderen Flüssigkeiten konstant ist, während aus den Messungen von Parthasarathy allein ein Abfall nach hohen Frequenzen hin zu erfolgen scheint. Bemerkenswert ist beim Methylalkohol der geringe Unterschied zwischen theoretischem und experimentellem Wert.

5. Die Meßgenauigkeit

Aus dem Vergleich der vom Verfasser gemessenen Absorptionskoeffizienten mit den von anderen Beobachtern nach verschiedenartigen Methoden gemessenen Werten kann geschlossen werden, daß die beschriebene Meßanordnung von groben systematischen Fehlern frei ist. Eine Abschätzung der etwa noch verbleibenden systematischen Fehler ist bei dem vorhandenen Material noch nicht möglich. Dagegen können die zufälligen Fehler, die die Streuung der Einzelmessungen um die Mittelwerte bedingen, größenordnungsmäßig angegeben werden. Verschiedene Beobachtungen, die im Verlauf der Messungen gemacht wurden, deuteten darauf hin, daß eine Hauptfehlerquelle der Versuchsanordnung die mangelnde Parallelität des das Schallfeld durchsetzenden Lichtbündels ist. Durch diese mangelhafte Parallelität ist der Winkel δ zwischen

23) S. Parthasarathy, Current Sci. **6**, 501, 1937. Da die Originalarbeit nicht vorlag, wurden die Werte dem Buch von Bergmann, Der Ultraschall (a. a. O.), entnommen.

Lichtrichtung und den einzelnen Schallwellenfronten über die Ausdehnung des Schallfeldes hinweg nicht konstant. Wie aus Fig. 5 hervorgeht, werden die Logarithmen der abgebeugten Lichtintensitäten hierdurch um gewisse Beträge gefälscht. Deshalb wurden die im Lichtbündel zwischen den beiden Objektiven O_1 und O_2 (s. Fig. 1) vorkommenden Winkelabweichungen nach Ursache und Größe mit der Messerschneidenmethode überprüft und nach Umwertung in die für die einzelnen Schallfelder gültigen „reduzierten Winkeleinheiten" (s. Abschnitt 3) mit Hilfe der oberen Kurve der Fig. 5, deren Abszisse hierzu ebenfalls in „reduzierten Winkeleinheiten" aufgetragen wurde, in Differenzen der Intensitätslogarithmen umgerechnet. Es zeigte sich, daß die von den Küvettenfehlern herrührenden Meßfehler ausschlaggebend sind und bis zu $^1/_4$ „reduzierte Winkeleinheiten" betragen können, während die durch die sphärische Aberration des Objektivs O_1[24]) bedingten Fehler höchstens die Hälfte hiervon ausmachen. In ähnlichen Grenzen bewegt sich der aus einer fehlerhaften Fokussierung des Objektivs O_1 entspringende Fehler. Die so entstandenen Fehler übersteigen nicht 3 Proz. und betragen im allgemeinen weniger als 2 Proz. Bei den Messungen in Benzol waren sie kleiner als $^1/_2$ Prozent.

Aus dem vorstehenden ergibt sich, daß bei dem derzeitigen Stand die Küvettenfehler den wesentlichen Teil der optischen Fehler ausmachen. Nach einer Verbesserung der Küvette wären aber auch die aus der sphärischen Aberration und aus der fehlerhaften Fokussierung erwachsenden Fehler zu beachten.

Eine weitere Fehlerquelle liegt in den Unsicherheiten der photographischen Photometrie. Ein Vergleich der Gradationen an verschiedenen Stellen ein und derselben Platte zeigte, daß die Gradation an einzelnen Stellen bis zu 3 Proz. von einer mittleren abweichen kann. Da die Konstanz der Gradation über die Platte hinweg eine wesentliche Voraussetzung der photographischen Photometrie ist, so sind die Einzelmessungen um denselben Betrag unsicher. Insgesamt kann aus dieser Abschätzung geschlossen werden, daß die Einzelmessungen um 5—6 Proz. maximal vom wahren Wert abweichen können, während die gemittelten Werte erheblich besser sein müssen. Die sich bei den Messungen ergebenden Streuungen der Einzelmessungen lag bei etwa 3 Proz. und konnte bei einzelnen Meßreihen bis zu 6 Proz. betragen, ein Ergebnis, das in Übereinstimmung mit der gemachten Fehlerabschätzung ist. Es soll noch bemerkt werden, daß die Unsicherheit der Frequenzbestimmung, bei Benzol 1—$1^1/_2$ Proz., eine sehr genaue Absorptionsmessung an Wert verlieren läßt, da der allein interessierende Wert $\frac{\alpha}{\nu^2}$ um den doppelten Fehlerbetrag der Frequenzmessung unsicher ist.

24) Die sphärische Aberration wurde mit Messerschneidenmethode auf $10^{-3} \cdot f$ abgeschätzt.

6. Eine Grenze der Methode

Nachdem die Messungen in Benzol bei 15 MHz abgeschlossen waren, wurde der Versuch unternommen, auch bei 75 MHz eine Messung vorzunehmen, wo bei quadratischem Gang der Absorption mit der Frequenz ein Absorptionskoeffizient $\alpha \sim 100\ \mathrm{cm}^{-1}$ zu erwarten ist. Zu diesem Zweck wurde der unter 2d beschriebene Gegentaktsender gebaut. Es gelang, eine Beugungserscheinung zu erzielen und auch, das Schallfeld abzubilden. Es gelang aber nicht, das Bild so frei von Schlieren und Streulicht zu halten, daß es ausphotometriert werden konnte. Bei diesen Versuchen wurde eine ungewöhnliche Beobachtung gemacht. Bei Veränderungen des Winkels δ (Winkel zwischen Lichtrichtung und Schallwellenfronten) wurde ein Wandern der ersten Beugungsordnung in der Ebene des Spaltes S_2 festgestellt. Eine quantitative Untersuchung der Erscheinung war mit der vorhandenen Apparatur nicht möglich. Diese Beobachtung war unter anderem ein Anlaß zu den theoretischen Untersuchungen von David[11]), deren Ergebnis in Übereinstimmung mit den gemachten Beobachtungen ist. David konnte zeigen, daß bei den hier auftretenden hohen Absorptionskoeffizienten ein systematischer Fehler der Absorptionsmessung auftreten muß, der jedoch vorläufig einer exakten Rechnung nicht zugänglich ist. Vielmehr mußte sich David auf die näherungsweise Behandlung eines Spezialfalles beschränken. Dieser Fehler stellte sich bei David als eine Art Tiefenunschärfe der Schallfeldabbildung heraus. Hier soll dieser Fehler durch eine qualitative Betrachtung anschaulicher Grenzfälle dem Verständnis näher gebracht werden. Dabei wird sich ein experimentelles Kriterium für die Erreichung der prinzipiellen Grenze der Meßmethode ergeben.

Die folgenden Betrachtungen sollen sich stets auf vollkommen monochromatisches Licht und einen unendlich schmalen Spalt S_1 beschränken. In der Praxis wird sich diese Forderung als nicht sehr kritisch erweisen. Für die beabsichtigte Diskussion der verschiedenen Grenzfälle müssen wir zwei wesentliche Abmessungen des Schallfeldes beachten. Diese sind einmal die Länge des Schallfeldes in Schallrichtung, oder, was dem gleichwertig ist, die Anzahl der abbeugenden Schallwellenfronten;

Größe ist die Tiefe des Schallfeldes in
ung oder, mit anderen Worten, die
ng einer einzelnen Schallwellenfront.
de Größen unendlich groß sind, und
richt näherungsweise dem Röntgen-
Braggschen Reflexion, so ist auch
gsche Reflexionsbedingung unendlich
s heißt, die erste Ordnung tritt nur bei
nnehaltung des Braggschen Glanz-
uf und ist dann unendlich schmal. Bei
sdehnung der Schallwellenfronten, das
Annäherung an den Grenzfall eines
tters, ist die Innehaltung des Bragg-
nzwinkels unkritisch, die erste Ord-
och nach wie vor unendlich schmal.
egen zwar die Ausdehnung der Schall-
nten groß ist, jedoch die Anzahl der
enfronten klein wird, also bei An-
an den Grenzfall eines ebenen Spiegels,
ie „erste Ordnung" unendlich schmal,
Lage jedoch unbestimmt. Je nach der
llung des Schallfeldes ergibt sich nach
exionsgesetz immer eine andere Lage
en Ordnung". Wenn nun bei einer
nzahl der Schallwellenfronten nach-
och deren Ausdehnung kontinuierlich
t wird, so nimmt gleichzeitig die Breite
Ordnung zu, da noch eine zusätzliche
des Lichtes an der endlichen Begren-
Schallwellenfronten eintritt. Insgesamt
vir feststellen, daß bei einer kleinen
von Schallwellenfronten deren Aus-
in Lichtrichtung wesentlich ist für die
Beschaffenheit der ersten Ordnung, je-
nt bei einer großen Anzahl von Schall-
nten. Die Erreichung der Grenze zwi-
esen beiden Fällen kündigt sich eben
s beobachtete Wandern der ersten Ord-
Drehung des Schallfeldes an. Nach der
en Theorie der Abbildung ist die genaue
nheit der Beugungsfigur wesentlich für
nsitätsmäßig ähnliche Abbildung des
des. In dem Gebiet, in dem die Be-
eit von den seitlichen Abmessungen
allwellenfront abhängig wird, ist daher
hr mit einer für Meßzwecke brauch-
bbildung zu rechnen. Dieser Fall tritt
obigen Betrachtungen immer dann ein,
Ausdehnung des Schallfeldes in Schall-
sehr klein gegenüber der Ausdehnung in
tung wird. Dann nähert sich das
Verhalten des Gitters der Schallwellen-
immer mehr dem eines Spiegels. Das

beobachtete Wandern der ersten Ordnung bei Drehung der Schallquelle ist also ein Kriterium dafür, daß dieser Fall eingetreten ist. Prinzipiell läßt sich diese Grenze nach großen Absorptionen durch eine Verkleinerung der Abmessungen einer Schallwellenfront erreichen. Praktisch bedeutet dies jedoch keine wesentliche Verbesserung, da die Abmessungen aus Intensitätsgründen nicht beliebig verkleinert werden können. Gleichzeitig mit einer Verkleinerung der strahlenden Fläche der Piezokristalle muß nämlich die Schallamplitude gesteigert werden, um meßbare Beugungserscheinungen zu erzielen. Dies würde bald zur Zerstörung der Kristalle führen. Bei den üblichen Abmessungen der Kristalle liegt die prinzipielle Grenze für die optische Absorptionsmessung nach David bei etwa $\alpha \sim 50\ \mathrm{cm^{-1}}$. Es ist also $\alpha \sim 35\ \mathrm{cm^{-1}}$ noch mit Sicherheit, $\alpha \sim 100\ \mathrm{cm^{-1}}$ dagegen nicht mehr zu messen in Übereinstimmung mit den Ergebnissen dieser Arbeit.

Die Weiterführung der oben angedeuteten Gedanken führt zu dem Ergebnis, daß die zur intensitätsgetreuen Abbildung des Schallfeldes notwendige Gesamtbreite der ersten Ordnung auch bei einer großen Tiefenerstreckung des Schallfeldes durch eine Integration über die bei den einzelnen Winkelstellungen erhaltenen ersten Ordnungen erhalten werden kann. Es ergibt sich hierbei jedoch eine Schwierigkeit, die aus der bei einer Drehung des Schallfeldes unvermeidlichen Lageänderung der Schallquelle erwächst. Eine Klärung dieser Frage wird erst nach weiteren Untersuchungen möglich sein.

7. Zusammenfassung

Grobe hat eine Methode zur optischen Messung der Ultraschallabsorption angegeben, die ursprünglich nur für ideale Schallfelder begründet war. Die Methode wurde nach einigen Verbesserungen in ihrer Anwendbarkeit auf reale Schallfelder überprüft und sichergestellt. Die Absorption in Benzol und Methylalkohol wurde bei hohen Frequenzen gemessen und mit den von anderen Beobachtern angegebenen Größen verglichen. Die Meßgenauigkeit wurde abgeschätzt und eine Grenze der Methode angegeben. Auf eine Möglichkeit auch jenseits der angegebenen Grenze zu messen, wird hingewiesen.

Hamburg, Physikalisches Staatsinstitut, im November 1939.

(Eingegangen 19. Oktober 1940)

Das Brechungsvermögen von Lithiumfluorid im sichtbaren und ultraroten Gebiet

Von H. Littmann

Mitteilung aus dem Physikalischen Laboratorium der Zeiss-Werke in Jena

Seitdem es gelungen ist, große und optisch einwandfreie Kristalle aus Lithiumfluorid künstlich zu erzeugen, besteht die Möglichkeit, das Brechungsvermögen dieser Substanz genauer als bisher zu messen. Messungen an künstlichem Lithiumfluorid hat bereits H. W. Hohls[1]) ausgeführt. Die von ihm im Gebiet von 0,5 μ bis 5,7 μ erzielte Genauigkeit beträgt einige Einheiten der vierten Dezimale. Im folgenden werden die an einem guten Prisma[2]) von 7,4 cm

Fig. 1. Interferenzbild des *LiF*-Prismas nach zweimaliger Durchsetzung im Minimum der Ablenkung (die Interferenzstreifen laufen senkrecht zur brechenden Kante).

Basis, 5 cm Höhe und einem brechenden Winkel von 82° im Gebiet von 0,5 μ bis 3,0 μ gemessenen Brechungsindizes mitgeteilt. Fig. 1 stellt ein Interferenzbild des verwendeten Prismas bei zweimaliger Durchsetzung im Minimum der Ablenkung dar. Die Interferenzstreifen verlaufen senkrecht zur brechenden Kante. Ihre höchste Durchbiegung beträgt etwa $\pm 1/6$ des Streifenabstandes, d. h. nach zweimaliger Durchsetzung des Prismas beträgt die größte Abweichung der Wellenfläche von einer Ebene $\pm \lambda/6$ ($\lambda = 5461$ Å).

Das Brechungsvermögen im ultraroten Gebiet wird relativ durch Messung der Dispersion gegen die *C*-Linie bestimmt. Um die absoluten Werte zu erhalten, ist deshalb eine absolute Messung des Brechungsvermögens im sichtbaren Gebiet notwendig.

Absolutmessung des Brechungsvermögens im sichtbaren Gebiet

Die Messung im sichtbaren Gebiet erfolgt nach bekannten Methoden mit einem großen Goerz-Spektrometer. Beobachtet wird im Minimum der Ablenkung und in Autokollimation. Zu diesem Zweck muß hinter das Prisma ein Planspiegel gestellt werden. Zur Elimination des Exzentrizitätsfehlers wird an zwei gegenüberliegenden Stellen des Teilkreises abgelesen und um Teilungsfehler möglichst auszuschalten, wird jede Winkelmessung an fünf gleichabständigen Stellen des Teilkreises im Intervall von 0° bis 180° ausgeführt.

Die Zahl der Ablesungen an der Sekundenmeßspindel beträgt 6. Da der Teilkreis an zwei Stellen abgelesen wird, ergeben sich also für einen Strahl in einer einzigen Einstellung 12, für einen Winkel 24 und an fünf Teilkreisstellen insgesamt 120 Ablesungen für die vollständige Messung eines Winkels. Diese Zahlen haben sich auf Grund der nachfolgend beschriebenen Fehleruntersuchungen als notwendig herausgestellt.

Die Winkelmessung ist noch mit zwei statistischen Fehlern behaftet, die nicht gesondert bestimmt wurden. Es sind dieses Fehler, die bei der Einstellung auf das Minimum der Ablenkung und bei der Einstellung des Spaltbildes auf das Fadenkreuz auftreten. Man erhält aber Aufschluß über den Gesamtfehler einer Winkelmessung, wenn man sämtliche vorgenommenen Winkelmessungen zur Fehlermessung heranzieht. Hierzu liegen vier Gruppen mit je fünf Messungen derselben Größe, also insgesamt 20 Meßresultate vor. Es sind dies der Prismenwinkel und die Ablenkungswinkel für die *D*-, *F*- und *C*-Linie. Bei diesem Vorgehen ist aber noch folgendes zu beachten: Einmal enthält der so berechnete mittlere Fehler der Winkelmessung einen systematischen Anteil, nämlich den periodischen Teilkreisfehler, der bei der Mittelung über alle Teilkreisintervalle weitgehend eliminiert wird, ferner war es nicht möglich, während der Messung die Temperatur auf mehr als $\pm 0{,}4$° C konstant zu halten. Damit man aber wirklich Messungen der gleichen Größe vergleicht, ist es notwendig, alle zu vergleichenden Resultate auf die gleiche Temperatur zu beziehen. Der Einfluß der Temperatur spielt nun bei der Messung des Prismenwinkels α keine Rolle, er muß aber bei der Verwendung des Ablenkungswinkels δ berücksichtigt werden, da in diesen Winkel der ziemlich hohe Temperatur-

1) H. W. Hohls, Ann. d. Phys. **29**, 433, 1937.
2) Der Kristall, aus dem das Prisma geschnitten ist, wurde bei C. Zeiss hergestellt. Über die Herstellung der Kristalle wird eine ausführliche Mitteilung von Herrn Dr. Smakula erscheinen.

koeffizient des Materials eingeht. Der Temperaturkoeffizient des Ablenkungswinkels ist:

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = \frac{2 \cdot \sin \frac{\alpha}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \cdot \sin^2 \frac{\alpha}{2}}} \cdot \frac{\partial n}{\partial t} \qquad (1)$$

oder, wenn man in Gleichung (1) die später ermittelten Zahlenwerte einsetzt:

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = -5{,}342 \cdot 10^{-5}$$

oder

$$d\delta'' = -11{,}0 \cdot dt°. \qquad (2)$$

Mit Berücksichtigung der Korrektur nach Gleichung (2) ergaben sich die in den vier einzelnen Gruppen aus je fünf Messungen bestimmten mittleren Fehler:

1.	$180° - \alpha = 98°$	$m = 1{,}59''$
2.	$\delta_D = 49° 57'$	$m = 2{,}05''$
3.	$\delta_C = 49° 43'$	$m = 1{,}97''$
4.	$\delta_F = 50° 37'$	$m = 1{,}10''$

$$m_A = \sqrt{\frac{\Sigma m_i^2}{4}} = 1{,}7''$$

Der mittlere Fehler des arithmetischen Mittels aus fünf Messungen beträgt $m_5 = 0{,}8''$. Die endgültig verwendeten Meßresultate sind also mit einem mittleren Fehler von

behaftet. $$m_5 = \pm 0{,}8''$$

Der Fehler im Brechungsvermögen

Das Brechungsvermögen ist:

$$n = \frac{\sin \frac{\delta + \alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2}}. \qquad (3)$$

Unter der Annahme, daß δ und α mit dem gleichen Fehler m_5 gemessen worden sind, ist nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz der mittlere Fehler des Brechungsvermögens:

$$m_6 = \frac{m_5}{2 \cdot \sin \frac{\alpha}{2}} \cdot \sqrt{\cos^2 \frac{\delta + \alpha}{2} + \frac{\sin^2 \frac{\delta}{2}}{\sin^2 \frac{\delta + \alpha}{2}}}. \qquad (4)$$

Mit den später angegebenen Zahlenwerten ist z. B. für n_D

$$m_6 = \pm 2 \cdot 10^{-6}.$$

Um diese Meßgenauigkeit ausnutzen zu können, ist entweder während der Messung eine Temperaturkonstanz von $\pm 0{,}1°$ C am Ort des Prismas oder eine entsprechend genauere Kenntnis des Temperaturkoeffizienten des Brechungsvermögens notwendig. Zwischen den einzelnen Meßreihen bestanden nun Temperaturunterschiede bis zu $\pm 0{,}4°$ C, so daß die einzelnen Messungen auf gleiche Temperatur korrigiert werden müssen. Die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten erfolgt nach einer von Pulfrich angegebenen Methode. Die Methode besteht bekanntlich darin, daß aus dem zu messenden Material ein Prisma hergestellt wird (Fig. 2), an welches eine Hilfsfläche 2 angeschliffen wird, die so geneigt ist, daß das an ihr

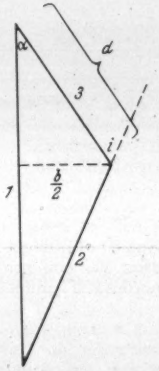


Fig. 2. Pulfrichsches Prisma zur Messung des Temperaturkoeffizienten.

reflektierte Licht annähernd parallel dem nach der Reflexion an 1 aus 3 austretenden Licht verläuft. Man beobachtet im Autokollimationsfernrohr des Spektrometers also zwei Spaltbilder, von denen eines unabhängig von der Temperatur seine Lage beibehält, während sich die Lage des anderen, dem gebrochenen Strahl zugeordneten, mit der Temperatur ändert. Die beiden Spaltbilder fallen zusammen, wenn

$$\sin i = n \cdot \sin \alpha$$

ist. Für die D-Linie ist bei Lithiumfluorid und $\alpha = 30° 0' 0''$, $i = 44° 6' 33''$. Der Temperaturkoeffizient ergibt sich aus der Messung des Winkelabstandes ε der beiden Spaltbilder bei zwei verschiedenen Temperaturen. Es gilt:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\Delta \varepsilon}{\Delta t} \cdot \frac{\cos i}{\sin \alpha}. \qquad (5)$$

Das zu dieser Messung verwendete Prisma hat folgende Abmessungen:

$$\alpha = 30^\circ\ 0'\ 5{,}8'',$$
$$i = 44^\circ\ 3'\ 51{,}2'',$$
Basis = 6 mm,
Höhe = 15 mm.

Die D-Linien erscheinen nicht mehr aufgelöst, da zu ihrer Trennung eine Basis von 33 mm erforderlich ist. Die Linienbreite beträgt bei dem angegebenen Prisma für die D-Linie

$$\varphi_D = \frac{1{,}22\,\lambda}{d \cdot \cos i} = 41{,}2''.$$

Das Prisma entstammt der gleichen Schmelze, aus der auch das große zur n-Messung benutzte Prisma hergestellt ist. Während der Messung befindet sich das Prisma in einem mit Wasser temperierbaren Kupfergehäuse. Aus je einer Messung bei 25° und 50° C ergibt sich für die D-Linie ein Temperaturkoeffizient:

$$\frac{dn}{dt} = (-1{,}66 \pm 0{,}11) \cdot 10^{-5},$$

bezogen auf $\lambda = 5893$ Å und auf Luft von gleicher Temperatur.

Ferner ist der Einfluß von Druck p und Feuchtigkeit e auf das Brechungsvermögen zu untersuchen. Nun ist aber deren Einfluß auf das absolute — gegen Vakuum gemessene — Brechungsvermögen des Lithiumfluorids zu vernachlässigen. Zu berücksichtigen sind hingegen die durch p und e hervorgerufenen Veränderungen im Brechungsvermögen der Luft N. Diese bewirken eine Änderung des gegen Luft gemessenen Brechungsvermögens n des LiF von

$$\Delta n_p = \frac{n}{N} \cdot \frac{dN}{dp} \cdot \Delta p$$

$$\Delta n_e = \frac{n}{N} \cdot \frac{dN}{de} \cdot \Delta p\,.$$

Im Verlauf der Messungen traten Schwankungen auf von $\Delta p = \pm 1{,}5$ mm Hg und $\Delta e = \pm 0{,}4$ mm Hg (Dunstdruck). Nach Einfügen der bekannten Druck- und Feuchtigkeitskoeffizienten folgt:

$$\Delta n_p = \pm 0{,}7 \cdot 10^{-6},$$
$$\Delta n_e = \pm 0{,}008 \cdot 10^{-6}.$$

Beide Größen sind also ohne Einfluß auf das Meßergebnis.

Tabelle I gibt eine Übersicht über die ausgeführten Einzelmessungen. Darin bedeuten t, p und f die Temperatur in ° C, den Luftdruck in mm Hg und die absolute Feuchtigkeit in g/m³. In den beiden letzten Spalten sind die Brechungsindizes n_t bei der Meßtemperatur t und die daraus auf 21° C umgerechneten Werte n_{21} angeführt.

Tabelle I

λ	t° C	p	f	n_t	$n_{21°C}$
F	20,8	751,1	13,5	1,394 808 9	1,394 812 2
0,4861 μ	20,8			5 2	08 5
	20,8			6 6	09 9
	20,8			8 4	11 7
	20,8			5 8	09 1
D	21,0	748,1	12,8	1,392 060 4	1,392 060 4
0,5893 μ	21,3			1 9	56 9
	21,3			1 1	56 1
	21,3			3 6	58 6
	21,5			1 9	53 6
C	20,8	750,0	12,8	1,390 863 9	1,390 867 2
0,6563 μ	21,0			59 3	59 3
	21,0			61 6	61 6
	21,1			64 2	62 5
	21,1			63 1	61 4

Aus den Zahlen der letzten Spalte von Tabelle I läßt sich der mittlere Fehler der n-Messung errechnen. Die Fehler der drei Gruppen sind:

$$m_1 = 2{,}57 \cdot 10^{-6},$$
$$m_2 = 2{,}93 \cdot 10^{-6},$$
$$m_3 = 1{,}61 \cdot 10^{-6}$$

und damit der mittlere Fehler der Einzelmessung:

$$m = \sqrt{\frac{\sum m_i^2}{3}}$$
$$m = \pm 2{,}4 \cdot 10^{-6}.$$

Das endgültige Resultat entsteht durch Mittelung über fünf Einzelmessungen, sein mittlerer Fehler ist also

$$\overline{m} = \frac{m}{\sqrt{5}} = \pm 1{,}1 \cdot 10^{-6}.$$

Es erscheint demnach gerechtfertigt, die Genauigkeit des Resultates mit $\pm 2 \cdot 10^{-6}$ anzugeben. Aus Tabelle I ergeben sich folgende Mittelwerte

Brechungsvermögen von LiF bei 21° C, bezogen auf Luft von gleicher Temperatur, bei einem Druck von 750 mm Hg und einer absoluten Feuchtigkeit von 13 g/m³ [$e = 13$ mm Hg]:

$$n_F = 1{,}394810 \pm 2 \cdot 10^{-6},$$
$$n_D = 1{,}392057 \pm 2 \cdot 10^{-6},$$
$$n_C = 1{,}390862 \pm 2 \cdot 10^{-6},$$

$$v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} = 99{,}31 \pm 0{,}01\,.$$

An dem gleichen Prisma ist mit einem anderen Spektrometer das Brechungsvermögen für folgende Wellenlängen bei einer Temperatur von $20{,}0 \pm 0{,}5°$ C gemessen worden[3]).

λ in μ	n		λ in μ	n	
0,768	1,38940	$\pm 3 \cdot 10^{-5}$	0,546	1,39308	$\pm 3 \cdot 10^{-5}$
0,707	1,39017		0,502	1,39432	
0,668	1,39072		0,486	1,39483	
0,656	1,39088		0,436	1,39686	
0,589	1,39209		0,405	1,39849	
0,587	1,39214				

Relative Messung des Brechungsvermögens im ultraroten Gebiet

Die im Ultraroten verwendete Methode ist im Prinzip ebenfalls eine spektrometrische. Es wird der Winkel zwischen der gewünschten Linie und einer Bezugslinie, in diesem Falle der C-Linie, gemessen. Das zu untersuchende Prisma befindet sich in einem Spiegelmonochromator M 2 (Fig. 3) in Wadsworth-Aufstellung. Als

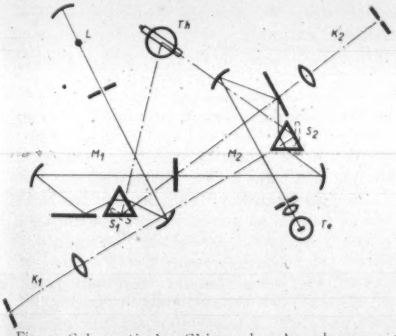


Fig. 3. Schematische Skizze der Anordnung zur Messung des Brechungsvermögens im Ultraroten. Es bedeuten: M 1, M 2 Spiegelmonochromatoren, L Lichtquelle mit Abbildungsspiegel, Te Thermoelement, K 1, K 2 Kollimatoren, S 1, S 2 Planspiegel, Th Theodolit.

Lichtquelle dient das durch einen zweiten Monochromator M 1 zerlegte Licht eines Temperaturstrahlers. Beide Monochromatoren bilden zusammen einen Doppelmonochromator, dessen Eintritts- und Mittelspalt in M 1 und dessen Austrittsspalt in M 2 angebracht ist. Der Eintrittsspalt von M 2 ist zu diesem Zweck entfernt. M 1 enthält ein Quarzprisma und M 2 ein Lithiumfluoridprisma. Der Aufbau ist so getroffen, daß die Dispersionsrichtungen der beiden Monochromatoren einander entgegengesetzt sind, um auf diese Weise eine gleichförmige bzw. zur Spaltmitte annähernd symmetrische Energieverteilung zu erhalten[4]). Diese läßt sich, wenn man zusätzliche (ungeradzahlige) Spiegelungen und eine damit notwendige Zwischenabbildung zwischen M 1 und M 2 vermeiden will, nur dadurch erreichen, daß einer der Monochromatoren (M 1) auf den Kopf gestellt wird. Im Bereich bis 2,2 μ wird der Eintrittsspalt mit einer Wolframpunktlichtlampe und von 2,2 μ bis 3,0 μ mit einem Nernststift beleuchtet. Zur Einstellung der C-Linie wird diese Lichtquelle gegen ein Wasserstoff-Geißlerrohr ausgetauscht. Die Messung erfolgt in der Weise, daß zunächst visuell mit Hilfe eines hinter dem Austrittsspalt aufgestellten Mikroskops die C-Linie eingestellt wird. Dann wird der Prismentisch von M 1 um den aus der Dispersionskurve errechneten Betrag gedreht, der die gewünschte Wellenlänge in die Mitte des Mittelspaltes bringt. Hinter dem Austrittsspalt wird nun ein Thermoelement nach Hase aufgestellt, auf dessen kreisförmige Empfängerfläche der Austrittsspiegel von M 2 mit einer Quarzlinse abgebildet wird. Als Anzeigeinstrument dient ein Zernicke-Galvanometer. Nach vollzogener Einstellung auf das Maximum des Ausschlages wird die Prismendrehung ε abgelesen. Aus ε ergibt sich das gesuchte Brechungsvermögen zu

$$\left.\begin{aligned} n &= \frac{\sin(i_C - \varepsilon)}{\sin\frac{\alpha}{2}} \\ \sin i_C &= n_C \cdot \sin\frac{\alpha}{2} \end{aligned}\right| \qquad (6)$$

i_C ist aus der Spektrometermessung im sichtbaren Gebiet bekannt.

Einige orientierende Versuche ergaben, daß das Intensitätsmaximum im Ultraroten auf etwa $\pm 1{,}5''$ genau einstellbar ist; mit der gleichen Genauigkeit ist also der Austrittswinkel $(i_C - \varepsilon)$ definiert. Diese Genauigkeit kann aber nur nach sorgfältiger Berücksichtigung aller systematischen Fehler ausgenutzt werden.

Fehlerdiskussion

Im Interesse einer genauen visuellen Einstellung der C-Linie ist die Spaltbreite möglichst klein, etwa gleich der theoretischen Linienbreite, zu machen, im vorliegenden Fall gleich $^1/_{100}$ mm bei einem Öffnungsverhältnis von 1 : 6,7. Die thermoelektrische Messung verlangt aber aus energetischen Gründen größere Spaltbreiten bis zu etwa 0,1 mm. Es ist nun nicht zulässig, im Sichtbaren und im Ultraroten verschiedene

3) Die Werte sind von der Zentralen Prüfabteilung der Firma Carl Zeiss gemessen worden.

4) H. W. Hohls, l. c.

Spaltbreiten zu benutzen, da auch bei gut ausgeführten Spalten die dazu notwendige Betätigung der Spalttrommel leicht eine Verschiebung der Spaltmitte in der Dispersionsrichtung bewirkt. Zum Beispiel ergibt bei der verwendeten Brennweite von 350 mm eine Verschiebung von 0,01 mm bereits einen Winkelfehler von 6″. Um diese Verschiebung zu vermeiden, muß die visuelle Einstellung jeweils bei der gleichen Spaltbreite wie die thermoelektrische Einstellung vorgenommen werden. Das erschwert die Einstellung im Sichtbaren, diese bleibt aber immer noch auf etwa $\pm$ 2″ durchführbar.

Der Vergleich zwischen einer visuell mit einer thermoelektrisch eingestellten Linie ist ferner nur statthaft, wenn zwischen beiden Methoden kein systematischer Unterschied besteht. Diese Frage wurde an der nach beiden Methoden einstellbaren grünen *Hg*-Linie geprüft. Die Übereinstimmung ist innerhalb der Fehlergrenze von etwa $\pm$ 2″ erzielt.

Ein weiterer Fehler tritt ferner dadurch auf, daß bei endlicher Spaltbreite aus dem Mittelspalt nicht nur die Wellenlänge λ, sondern das Intervall $\lambda \pm d\lambda$ austritt. Zum Beispiel ist bei $\lambda = 2{,}8\,\mu$ bei der dort verwendeten Spaltbreite von 0,10 mm $\Delta\lambda = 3{,}5 \cdot 10^{-5}\,\mu$. Der Fehler, der infolgedessen bei der Bestimmung des Brechungsvermögens von *LiF* auftritt, beträgt

$$\Delta n = \frac{dn}{d\lambda} \cdot \Delta\lambda = \pm 5 \cdot 10^{-7}.$$

Er ist also zu vernachlässigen, in Übereinstimmung mit der experimentellen Bestätigung, wonach im ganzen untersuchten Bereich keine Abhängigkeit von der Spaltbreite feststellbar war.

Die Messung der Prismendrehung erfolgt unmittelbar mit Hilfe eines Theodoliten[5]). Wie in der Skizze Fig. 3 angedeutet, ist oberhalb des Prismas in der Verlängerung der Drehachse an diese ein justierbarer Planspiegel (S 1 bzw. S 2) montiert, an welchem das von einem auf ∞ fokusierten Kollimator (K 2 bzw. K 1) kommende Licht reflektiert wird, so daß mit dem Theodoliten das Bild des Kollimatorspaltes beobachtet werden kann. Der Theodolit kann vom gleichen Standort aus zur Ablesung beider Monochromatoren benutzt werden. Er erlaubt die Messung eines Winkels auf $\pm$ 0,9″ genau; da nun aber am Theodoliten der doppelte Betrag der Prismendrehung abgelesen wird, ist die Messung von ε auf $\pm$ 0,5″ möglich.

Die richtige Stellung des Prismas zum Planspiegel der Wadsworth-Einrichtung ist vorhanden, wenn die Ebene des Planspiegels parallel zur Basis des Prismas steht. Der im Hauptschnitt gemessene Winkel zwischen dem Lot auf dem Planspiegel und dem Lot auf der Eintrittsfläche beträgt dann $90° - \frac{\alpha}{2}$, wenn α der brechende Winkel ist. Die Rechnung ergibt, daß der Dispersionswinkel zwischen $\lambda = 2\,\mu$ und $\lambda = 0{,}6\,\mu$ mit einem Fehler von 5″ behaftet ist, wenn das Prisma um 2′ aus seiner Minimumstellung herausgedreht ist. Es ist nun zwar möglich, das Prisma auf dem Spektrometer mit einer Genauigkeit von 10″ in die Minimumstellung zu bringen, man hat aber keine Gewähr dafür, daß die Minimumstellung auch nach dem Einbau in den Monochromator noch erhalten bleibt. Bei wiederholtem Ein- und Ausbau konnten Abweichungen bis zu einer Minute beobachtet werden. Es ist also bei $\lambda = 2\,\mu$ schon mit Fehlern der Größenordnung von etwa 2,5″ zu rechnen.

Ein weiterer Fehler kann dadurch entstehen, daß die Strahlen das Prisma nicht parallel zum Hauptschnitt, sondern um einen Winkel ε dagegen geneigt durchsetzen. Dann mißt man im Hauptschnitt statt n das Brechungsvermögen:

$$N = \sqrt{n^2 + (n^2 - 1) \cdot \operatorname{tang}^2 \varepsilon}. \qquad (7)$$

Der hierdurch verursachte Fehler in der Dispersionsmessung zwischen 3,1 μ und der D-Linie beträgt $3 \cdot 10^{-6}$, wenn $\varepsilon = 0{,}5°$ ist. Bei der Montage des Monochromators ist also zu prüfen, ob der Winkel ε nicht überschritten wird.

Die Justierung der Hohlspiegel in den Monochromatoren ist so getroffen, daß ihre optischen Achsen mit einer Genauigkeit von etwa $\pm$ 1′ parallel zum Hauptschnitt des Prismas verlaufen. Der Monochromator wird nun so aufgestellt, daß der Hauptschnitt horizontal verläuft, was ebenfalls auf $\pm$ 1′ genau durchführbar ist. Hiernach werden die Spalte mit Hilfe eines Lotes vertikal gerichtet. Sodann wird durch drei wechselseitig aufeinander ausrichtbare Theodolite eine Horizontalebene festgelegt. Die drei Theodolite bilden dabei die Ecken eines Dreiecks, welches die Apparatur einschließt. Die Horizontalebene ist auf etwa $\pm$ 1′ dem Hauptschnitt des Prismas parallel. Nun wird geprüft, ob die Drehachse des Monochromators vertikal steht. Zu diesem Zweck wird an die Drehachse ein Planspiegel befestigt. Der Spiegel wird so eingestellt und justiert, daß das Bild des beleuchteten Strichkreuzes eines Theodoliten (T 1) mit dem Strichkreuz eines anderen (T 2) zur Deckung kommt. Anschließend wird das Bild von (T 2) mit dem Kreuz eines dritten Theodoliten (T 3) zur Deckung gebracht. Das letztere ist in der Höhe nur möglich, wenn die Drehachse senkrecht zur Horizontalebene steht, sonst bleibt ein am Vertikalkreis des Theodoliten ablesbarer

5) Zeiss-Theodolit II.

Höhenfehler bestehen. Die Abweichung von der Normalen betrug bei den verwendeten Monochromatoren 6′ bzw. 7′. Ein solcher Wert ist aber noch unbedenklich, wie aus folgender Überlegung hervorgeht: Wenn α die wahre Drehung um die Achse und φ die Projektion der Drehung auf die Horizontalebene bedeutet, so ist, wenn ε die Neigung der Achse gegen die Horizontalebene darstellt, $\varphi = \alpha \cdot \cos \varepsilon$. Ist ferner δ der maximal zulässige Meßfehler, so lautet die Forderung:

$$|\varphi - \alpha| < \delta \qquad \text{oder} \qquad \cos \varepsilon > 1 - \frac{\delta}{\alpha}.$$

Der in Frage kommende Meßbereich umfaßt annähernd $\alpha = 2{,}5°$, verlangt man $\delta = 1{,}7''$, so wird $\varepsilon = 0{,}854°$, d. h. eine Abweichung von der Vertikalen um etwa $\pm 50'$ ist noch zulässig.

Nachdem so die richtige Lage der Drehachse für beide Monochromatoren überprüft ist, werden die optischen Achsen der Kollimatoren horizontal gerichtet und die Monochromatoren in ihrer endgültigen Aufstellung zueinander so justiert, daß ihre Hauptschnitte horizontal liegen und außerdem ihre optischen Achsen zusammenfallen.

Die Prismenwinkel sind auf Grund der Messungen im Sichtbaren so genau bekannt, daß ihre Fehler zu vernachlässigen sind. Bei der Messung der Dispersionswinkel ε ist wiederum der Einfluß von Luftdruck, Temperatur und Feuchtigkeit abzuschätzen. Mit Hilfe einer Regelvorrichtung wurde die Raumtemperatur am Ort der Prismen auf $23{,}7° \pm 0{,}2°$ C gehalten. Das bedeutet für *LiF* eine Konstanz in n von etwa $\pm 4 \cdot 10^{-6}$. Der Einfluß auf die Dispersion $n_0 - n_i$ ist noch wesentlich geringer, da in sie nur die — nicht gemessene — Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten von der Wellenlänge eingeht. Der Einfluß auf die Eichkurve des Quarzprismas kann wegen dessen sehr viel kleinerem Temperaturkoeffizienten gleichfalls vernachlässigt werden. Es ist sogar möglich, die für 20° C bekannten Brechwerte des Quarzes bei 23,7° C zu verwenden. Der Fehler, der dabei begangen wird, beträgt für den größten vorkommenden Dispersionswinkel $i = 0{,}6\,\mu$ bis $i = 3{,}0\,\mu$ nur $dn = \pm 0{,}9 \cdot 10^{-6}$.

Der Luftdruck hat während der Dauer der Meßperiode zwischen 750,6 und 759,9 mm *Hg* geschwankt, was einer Schwankung $dn = \pm 2 \cdot 10^{-6}$ gleichkommt, die ebenfalls zu vernachlässigen ist. Auch die Änderung der Luftfeuchtigkeit spielt keine Rolle. Die relative Feuchtigkeit betrug während der Dauer der Messungen 50 ± 5 Proz. bei 23,7° C, d. h. $dn = \pm 0{,}004 \cdot 10^{-6}$.

Im übrigen ist die Genauigkeit der Methode grundsätzlich begrenzt durch die Sicherheit, mit der das Brechungsvermögen des Quarzes, auf das sich alle Angaben beziehen, bekannt ist. Dieser Fehler wirkt im Verhältnis der Dispersionen auf das Meßresultat ein. Bedeutet Δn_1 die Abweichung vom wahren Brechungsvermögen des Quarzes, so entfällt auf den Mittelspalt eine vom wahren Wert um $\Delta\lambda$ abweichende Wellenlänge. Infolgedessen mißt man für *LiF* ein von dem wahren Wert um Δn_2 abweichendes Brechungsvermögen: Es gilt nun

1. für den Quarzmonochromator:

$$\Delta\lambda = \left(\frac{d\lambda}{dn}\right)_1 \cdot \Delta n_1$$

2. für den *LiF*-Monochromator:

$$\Delta\lambda = \left(\frac{d\lambda}{dn}\right)_2 \cdot \Delta n_2$$

oder

$$\Delta n_2 = \frac{\left(\frac{d\lambda}{dn}\right)_1}{\left(\frac{d\lambda}{dn}\right)_2} \cdot \Delta n_1. \qquad (8)$$

So ist z. B. bei $\lambda = 3{,}0\,\mu$: $\Delta n_2 = 0{,}53 \cdot \Delta n_1$, d. h. ein Fehler in der Quarzdispersion wirkt sich im Endresultat nur etwa zur Hälfte aus.

Bis zu einer Wellenlänge von $2{,}4\,\mu$ im Gültigkeitsbereich der Schönrockschen Formel[6]) ist das Brechungsvermögen von Quarz sehr genau bekannt. Die oberhalb von $2{,}4\,\mu$ liegenden Zahlen sind einer Dispersionstabelle entnommen, deren Werte unter bevorzugter Verwendung der Paschenschen Meßresultate[7, 8]) nach Interpolation mit Hilfe der Hartmannschen Dispersionsformel so ausgeglichen sind, daß ein möglichst stetiger Übergang der Kurve in die Schönrocksche Dispersionskurve stattfindet[9]). Die so erhaltenen Brechungsindizes und die daraus abgeleiteten Dispersionswinkel ε sind in Tabelle II aufgeführt.

Tabelle II.

λ in μ	n	ε
0,6563	1,541 873	0° 0′ 0″
1,0000	1,535 050	0° 36′ 46,3″
1,2000	1,532 340	0° 51′ 18,7″
1,4000	1,529 742	1° 5′ 13,1″
1,6000	1,527 047	1° 19′ 36,3″
1,8000	1,524 145	1° 35′ 3,5″
2,0000	1,520 972	1° 51′ 54,5″
2,2000	1,517 49	2° 10′ 20,6″
2,4000	1,513 64	2° 30′ 39,6″
2,6000	1,509 41	2° 52′ 54,2″
2,8000	1,504 75	3° 17′ 18,7″
3,0000	1,499 63	3° 44′ 0,9″

6) Schönrock, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **48**, 275, 1928.
7) F. Paschen, Ann. d. Phys. **35**, 1005, 1911.
8) Landoldt-Börnstein, III. Ergänzungsband, S. 1469.
9) Die Dispersionstabelle ist von Dr. H. Gehne gerechnet worden.

Bei dieser Gelegenheit sei auf eine Unstimmigkeit in der Kohlrausch-Tabelle[10]) hingewiesen. Dort sind die in Tabelle III unter n_1 angeführten Werte angegeben. Interpoliert man die Paschen-Meßwerte für

$$\lambda_1 = 3{,}09393\,\mu,$$
$$\lambda_2 = 2{,}79972\,\mu,$$
$$\lambda_3 = 2{,}65194\,\mu$$

mit der Hartmannschen Formel für $\alpha = 1$, so ergeben sich die Werte n_2, die bei $2{,}6\,\mu$ von n_1 um $4 \cdot 10^{-4}$ abweichen. n_3 sind die nach der erwähnten Ausgleichung entstandenen Werte.

Tabelle III.

λ	n_1	n_2	n_3
2,60	1,509 86	1,509 42	1,509 41
3,00	1,499 53	1,499 60	1,499 63

Man wird oberhalb von $2{,}4\,\mu$ mit einer Unsicherheit im Brechungsvermögen des Quarzes von höchstens $\Delta n_1 = \pm 3 \cdot 10^{-5}$ zu rechnen haben. Das Ergebnis der *LiF*-Messung ist deshalb nach Gleichung (10) oberhalb von $2{,}4\,\mu$ auf etwa

$$\Delta n_2 = \pm 2 \cdot 10^{-5}$$

und darunter auf etwa

$$\Delta n_2 = \pm 1 \cdot 10^{-5}$$

unsicher.

Ein endgültiges Urteil über die Summe der zufälligen (statistischen) Fehler läßt sich erst nach Vornahme einer genügenden Anzahl von Einzelmessungen fällen. Hierzu können die später zur Bestimmung der Dispersionskurve von *LiF* ausgeführten Meßreihen benutzt werden. Es sind darin für jede Wellenlänge vier voneinander unabhängige Bestimmungen des Winkels ε ausgeführt, so daß insgesamt 44 Einzelbeobachtungen vorliegen. Aus diesen elf Gruppen folgt für den mittleren Fehler der Einzelmessung

$$d\varepsilon = \sqrt{\frac{\sum m_i^2}{11}} = 2{,}78''.$$

Der Mittelwert aus vier Messungen ist also auf

$$d\varepsilon = \pm 1{,}4''$$

genau bekannt. Damit sind die zufälligen Fehler kleiner als die systematischen, die nach S. 472 mit etwa $\pm 2{,}5''$ anzunehmen sind.

Unter der Voraussetzung, daß α und i sehr viel genauer als ε bekannt sind, beträgt nach Gleichung (6) der Fehler in der Dispersion Δn:

$$d(\Delta n) = dn = \pm \frac{\cos(i_C - \varepsilon)}{\sin\frac{\alpha}{2}} \cdot d\varepsilon. \qquad (6)$$

10) F. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik, 17. Auflage, 1935.

Die spektrometrische Messung ergab nun für *LiF*

$$\alpha = 82^\circ\ 1'\ 4{,}4'' \pm 0{,}8'',$$
$$i_C = 65^\circ\ 52'\ 12{,}9'' \pm 0{,}8''.$$

Unter Verwendung dieser Zahlenwerte wird $dn = \pm 3 \cdot 10^{-6} \cdot d\varepsilon''$ oder, wenn man $d\varepsilon$ mit $3''$ ansetzt, $dn = \pm 1 \cdot 10^{-5}$.

Es sind also bei dieser Methode die apparativen Fehler von der Größe der grundsätzlichen Fehler, die ihrerseits durch die Genauigkeit, mit der das Brechungsvermögen des Quarzes bekannt ist, vorgegeben sind. Die Genauigkeit des gemessenen Brechungsvermögens beträgt also im Bereich

von $\lambda = 1{,}0\,\mu$ bis $2{,}4\,\mu$: $dn = \pm 1 \cdot 10^{-5}$,
von $\lambda = 2{,}4\,\mu$ bis $3{,}0\,\mu$: $dn = \pm 2 \cdot 10^{-5}$.

Meßergebnisse

Eine Zusammenstellung der Meßresultate zeigt Tabelle IV.

Tabelle IV.

Brechungsvermögen von *LiF* bei 23,7° C, bezogen auf Luft von gleicher Temperatur.

λ	S	p	n	
1,0000	0,03	750,6	1,387 119	
1,2000	0,03	752,3	1,385 540	
1,4000	0,03	751,8	1,383 994	
1,6000	0,05	752,3	1,382 363	$\pm 1 \cdot 10^{-5}$
1,8000	0,05	756,1	1,380 604	
2,0000	0,05	754,2	1,387 695	
2,2000	0,10	754,6	1,376 630	
2,4000	0,07	759,9	1,374 372	
2,6000	0,07	755,6	1,371 922	
2,8000	0,10	755,6	1,369 295	$\pm 2 \cdot 10^{-5}$
3,0000	0,15	755,2	1,366 449	

S bedeutet die bei der Messung verwendete Spaltbreite in mm, p den Luftdruck in mm *Hg*.

In Tabelle V sind die mit Hilfe des für die *D*-Linie festgestellten Temperaturkoeffizienten auf 20° C umgerechneten Brechungsindizes angeführt. Diese Umrechnung ist mit einer nicht bekannten, mit wachsendem Abstand von der *D*-Linie zunehmenden Unsicherheit behaftet, da der Gang des Temperaturkoeffizienten mit der Wellenlänge nicht bekannt ist.

Tabelle V.

Brechungsvermögen von *LiF* bei 20° C, bezogen auf Luft von gleicher Temperatur.

λ in μ	n	λ in μ	n
0,4861	1,394 83	1,8000	1,380 67
0,5893	1,392 06	2,0000	1,378 76
0,6563	1,390 88	2,2000	1,376 69
1,0000	1,387 18	2,4000	1,374 43
1,2000	1,385 60	2,6000	1,371 98
1,4000	1,384 06	2,8000	1,369 36
1,6000	1,382 42	3,0000	1,366 51

Ein Vergleich der Meßresultate mit den von H. W. Hohls gefundenen Werten ist nach Umrechnung auf 18° C für $\lambda = 2{,}0\,\mu$ bis $\lambda = 2{,}8\,\mu$ möglich. Die Abweichungen betragen bis zu $6 \cdot 10^{-4}$, liegen also innerhalb der von ihm geschätzten Meßgenauigkeit. Inwieweit das von ihm und das in der vorliegenden Untersuchung verwendete Material verschieden sind, kann deshalb nicht entschieden werden.

Man kann versuchen, die Meßergebnisse durch eine Dispersionsformel darzustellen. Die Hartmannsche Formel

$$n = n_0 + \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^a} \qquad (9)$$

führt dabei nicht zum Ziel, wenn man sie auf den ganzen Bereich von 1,0 bis 3,0 μ anwendet, da die Dispersion bei 1 μ bereits merklich von der kurzwelligen Absorptionsbande und bei 3 μ von der langwelligen Bande beeinflußt wird. Man kann jedoch aus dem Gang der Kurve

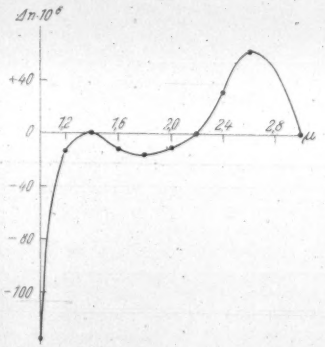


Fig. 4. Abweichung des gemessenen Brechungsvermögens von *LiF* von der mit drei Konstanten berechneten Hartmannschen Dispersionsformel.

den Schluß ziehen, daß die Streuung der Meßresultate wahrscheinlich $1 \cdot 10^{-5}$ bis $2 \cdot 10^{-6}$ nicht überschreitet (Fig. 4). Ein Versuch mit der Ketteler-Helmholtzschen Dispersionsformel wurde nicht unternommen.

Zusammenfassung

1. Das Brechungsvermögen von *LiF* wird für drei Linien des sichtbaren Spektrums spektrometrisch mit einer Genauigkeit von $\pm 2 \cdot 10^{-6}$ an einem Prisma gemessen, welches aus einem künstlichen Kristall hergestellt ist.
2. Am gleichen Prisma wird nach einer spektrometrischen Methode das Brechungsvermögen im Gebiet von 1,0 μ bis 3,0 μ relativ gemessen und auf die bekannte Dispersionskurve von Quarz bezogen. Die Genauigkeit der Methode beträgt $\pm 1 \cdot 10^{-5}$ bis $\pm 2 \cdot 10^{-5}$.
3. An einem Prisma der gleichen Schmelze wird nach einer von Pulfrich angegebenen Methode der Temperaturkoeffizient für die *D*-Linie mit einer Genauigkeit von $\pm 0{,}1 \cdot 10^{-6}$ gemessen.

Jena, im November 1940.

(Eingegangen 10. November 1940)

Ultraschalldispersion und Bruchgeschwindigkeit[1])

Von Adolf Smekal

Mit Tafel XVI und XVII

§ 1. Ultraschalldispersion und Fehlbaueigenschaften der Festkörper

Im Frequenzbereich der heutigen Ultraschalltechnik sind (gestaltunabhängige) Dispersionserscheinungen bei Festkörpern gleichförmigen Wärmezustandes bisher nicht bekanntgeworden[2]). Die Erwartung eines Dispersionsgebietes bei Annäherung an den Schmelzpunkt für Kristalle mit Baugruppen, die dabei freie Drehbarkeit erlangen[3]), betrifft nur Stoffe von besonderer Beschaffenheit. Ähnliche Verhältnisse bestehen für Metallegierungen mit nur teilweise geordneten Atomverteilungen. Im folgenden soll die Möglichkeit einer bei allen Festkörpern auftretenden Ultraschalldispersion erörtert werden, die mit ihren Fehlbaueigenschaften zusammenhängt.

Wir betrachten ein Festkörperkontinuum mit gleich beschaffenen und statistisch gleichförmig verteilten inneren „Kerbstellen", z. B. kleinen Hohlräumen von rißartiger Beschaffenheit[4]). Elastische Anspannung erzeugt in der Nachbarschaft der Kerbstellen Spannungszunahmen mit bestimmten Spannungs„spitzen"; der Bereich solcher Spannungs„höfe" um die Kerbstellen erstreckt sich etwa über das Fünf- bis Zehnfache der Kerbstellenabmessungen[4]). Die Ausbildung der Spannungshöfe bedingt somit einen Mehraufwand an elastischer Energie gegenüber dem kerbstellenfreien Kontinuum. Für die Aus-

1) Erweiterung des gleichnamigen, auf der Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Leipzig am 16. Juni 1940 gehaltenen Vortrages.

2) Siehe etwa E. Hiedemann, Ultraschallforschung, Berlin 1939.

3) W. T. Richards, J. appl. Phys. **9**, 298, 1938.

4) Vgl. A. Smekal, Zeitschr. f. Phys. **103**, 495, 1936; Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **15**, 106–188, 1936.

breitung elastischer Wellen bleibt dieser Mehraufwand belanglos, falls die Wellenlängen groß sind gegen die Abmessungen der Spannungshöfe. Bei Wellenlängen jedoch, die unterhalb dieser Abmessungen gelegen sind, wird die Wellenausbreitung durch das Vorhandensein der Kerbstellen verändert, indem die Spannungshöfe als Zentren sekundärer Streuwellen wirksam werden. Wegen der räumlichen Inhomogenität der Spannungshöfe enthalten die Sekundärwellen ferner stets longitudinale und transversale Anteile zugleich, auch wenn die primäre Wellenanregung entweder nur aus longitudinalen oder nur aus transversalen Schwingungen besteht. Es sollte demnach zu Absorption und Dispersion kommen, deren Stärke außer von den Kerbstelleneigenschaften auch von der räumlichen Dichte der Kerbstellen abhängt.

§ 2. Dispersionsgebiet und Kerbstellenabmessungen

Zur Abschätzung der Lage des Dispersionsgebietes für wirkliche Festkörper sind nähere Angaben über ihre Kerbstellen erforderlich. Aufschlüsse darüber liefern die Eigenschaften des spröden Festigkeitsverhaltens; bei durchsichtigen Stoffen kann außerdem die Lichtzerstreuung sowie der ultramikroskopische Befund verwertbar sein. Von Gitterfehlordnungen herrührende Effekte sollen hier der Einfachheit halber unberücksichtigt bleiben.

Als Festkörper mit merklich gleichartigen und statistisch gleichförmig verteilten Kerbstellen haben sich auf Grund dieser Kriterien die anorganischen Oxydgläser herausgestellt, ferner Einkristalle von Quarz, synthetischem Korund und Rubin. In Salzkristallen sowie organischen Gläsern (Kunststoffen) hingegen sind sehr verschiedenartige und meist auch ungleichförmig verteilte Kerbstellen gefunden worden. Ob die verhältnismäßig groben Kerbstellen feinkristalliner Körper sowie künstlicher Sinterstoffe (z. B. Sintertonerde) und synthetische Mischkörper (z. B. Porzellan) ebenfalls dieser zweiten Körpergruppe beizuzählen sind, ist noch nicht genügend klargestellt.

Wohldefinierte Dispersionserscheinungen der erwarteten Beschaffenheit werden vor allem an den Stoffen der zuerst genannten Körpergruppe anzunehmen sein. Die bisher versuchten Bestimmungen von mittleren Kerbstellenabmessungen sind unter der Voraussetzung ausgeführt, daß die Kerbstellen als spaltartige Hohlräume innerhalb eines homogenen Kontinuums gelten dürfen. Dies kann für die wirksamsten Oberflächenkerbstellen der Oxydgläser gerechtfertigt werden, wo als unterer Grenzwert für derartige Rißabmessungen etwa $5 \cdot 10^{-6}$ cm erhalten wurde[4]). Seither wissen wir auf Grund eines sich rasch vermehrenden Belegmaterials, daß an diesen Kerbstellen beträchtliche innere Eigenspannungen vorhanden sind[5]), die den angegebenen Betrag als einen hoch gelegenen oberen Grenzwert erscheinen lassen. Für die Mehrzahl der inneren Kerbstellen der Gläser besteht ferner die Möglichkeit, daß sie durch das Einfrieren der inhomogenen Molekularstruktur der Glasschmelze bedingte Spannungs„inseln" darstellen, deren Spannungs„spitzen" zur Bildung von Rißhohlräumen[6]) nicht ausreichten; für sie dürfte die angegebene Zahl erst recht als obere Grenze anzusehen sein. Eigenspannungen verwandter Art scheinen auch in Quarz- und Korundkristallen vorzuliegen; für Salzkristalle sind sie spannungsoptisch und spektroskopisch nachweisbar[7]).

Bei Festkörperschallgeschwindigkeiten von rund $5 \cdot 10^5$ cm/sek und $\lambda \sim 5 \cdot 10^{-6}$ cm errechnet sich so für technische Gläser ein Dispersionsgebiet mit Frequenzen um 10^{11} sek^{-1}. Für Salzkristalle erhält man aus dem ultramikroskopisch bestimmten oberen Grenzwert $\lambda \sim 10^{-3}$ cm[1]) Frequenzwerte von $5 \cdot 10^8$ sek^{-1} aufwärts. Die erwarteten Dispersionsgebiete liegen somit außerhalb des bisher technisch zugänglichen Frequenzbereiches; doch besteht vielleicht die Möglichkeit, z. B. durch Wahl geeigneter Sinterstoffe eine Verschiebung der Dispersionsvorgänge in den technischen Frequenzbereich herbeizuführen.

Da genauere Abschätzungen der Kerbstellenabmessungen als die angegebenen und damit der erwarteten Dispersionsgebiete vorerst nicht ausführbar sind, sei jedoch hervorgehoben, daß Verschiedenheiten der Kerbstellen für ähnlich gebaute Stoffe leicht feststellbar sind. Dies ist z. B. für Quarzglas und technisches Spiegelglas gefunden worden[8]). Da beide Glassorten nahe übereinstimmende Longitudinalgeschwindigkeiten besitzen, darf also geschlossen werden, daß sie deutlich unterschiedene Ultraschalldispersionsgebiete haben.

5) A. Smekal, Glastechn. Ber. **16**, 101, 1938; R. Tomaschek und O. Deutschbein, Glastechn. Ber. **16**, 155, 1938.

6) Vgl. dazu A. Smekal, Ergebn. d. exakten Naturwiss. **15**, 174–175, 1936; Glastechn. Ber. **15**, 59, 1937, § 7.

7) A. Smekal, Physik. Zeitschr. **39**, 228, 1938; Ann.-d. Phys. **38**, 340, 1940; Zeitschr. f. Phys. **116**, 525, 1940.

8) Durch Vergleich der Korngrößenverteilung der an Druckwürfeln übereinstimmender Druckfestigkeit erhaltenen zahllosen feinen Bruchstücke; die Versuche werden in anderem Zusammenhange veröffentlicht.

§ 3. Dispersionsfrequenzen und Bruchfortpflanzung

Nachdem die gebräuchlichen technischen Verfahren zur Erzeugung der Dispersionsfrequenzen nicht anwendbar sind, ist man auf die Benutzung ungewöhnlicher Wege hierzu angewiesen. Ein Mittel, das auf jeden Fall auch die Anregung dieser Frequenzen liefern sollte, besteht in der Einleitung von Bruchvorgängen.

Der Bruch spröder Körper beginnt an einer Kerbstelle mit maximaler Spannungsspitze (wenn diese die Höhe der molekularen Zerreißspannung erreicht hat) und schreitet unter Aufhebung solcher Spannungsspitzen durch den Körper fort, wobei ein Teil der elastischen Energie in Oberflächenenergie von Bruchflächen übergeht[4]). Die Bruchfortpflanzung wird dabei bestimmt durch die zeitlichen Folgezustände der durch den Bruchfortschritt veränderten elastischen Spannungsverteilung im Körper. Die Bruchfront ist hierbei von einem Spannungshof umgeben, der sehr rasch makroskopische Abmessungen annimmt. Durch Fourier-Zerlegung der elastischen Veränderungen in Longitudinal- und Transversalwellen verschiedener Wellenlängen erkennt man, daß darin neben normalen Schall- und Ultraschallwellen in jedem Falle auch Ultraschallwellen der vorhin gekennzeichneten Dispersionsgebiete vorhanden sein müssen. Gerade diese letzteren Wellenanteile bestimmen im wesentlichen die Energieverhältnisse an der Bruchfront und damit die Bruchgeschwindigkeit[9]). Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Bruchvorgänge wirklicher Festkörper sollte demnach von der longitudinalen und transversalen Wellengeschwindigkeit verschieden sein und von der Beschaffenheit sowie den Verteilungseigenschaften ihrer Kerbstellen abhängen. Eine genaue Übereinstimmung zwischen der Bruchgeschwindigkeit und einer Wellengeschwindigkeit des Dispersionsgebietes ist nicht notwendig, da das Hookesche Elastizitätsgesetz an der Bruchfront seine Geltung verliert und dies eine nochmalige Abänderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit bewirkt; wegen der submikroskopischen Kleinheit des davon betroffenen Bereiches ist ein merklicher Einfluß jedoch unwahrscheinlich.

Da die Bruchvorgänge stets mit der Zulieferung des Überbedarfes an elastischer Energie an Spannungshöfe und von diesen an die Bruchflächen verbunden sind, ist vorauszusehen, daß die Bruchgeschwindigkeit kleiner ist als die normalen Wellengeschwindigkeiten. Weitere, nunmehr naheliegende Voraussagen[9]) beziehen sich auf eine merkliche Unabhängigkeit der Bruchgeschwindigkeit von der Temperatur und von den makroskopischen Körperabmessungen. Wegen des Einflusses der Kerbstelleneigenschaften kann eine einheitliche, richtungsunabhängige Bruchgeschwindigkeit nur in quasiisotropen Körpern mit gleichförmigen Kerbstellenverteilungen zustande kommen. Uneinheitliche Bruchgeschwindigkeiten sollten daher Rückschlüsse auf merklich schwankende Kerbstelleneigenschaften ermöglichen.

§ 4. Vergleich mit Beobachtungsergebnissen an Bruchvorgängen

Die Analyse von Bruchvorgängen hat gezeigt, daß die zu bestimmten Ausbreitungszuständen eines Bruches gehörenden makroskopisch-elastischen Spannungsverteilungen von den entsprechenden statischen Spannungsverteilungen nicht wesentlich verschieden sind, so daß der Bruchfortschritt vielfach näherungsweise als unendlich langsam betrachtet werden kann[4]). Alle diese Fälle verlangen demnach, daß die Bruchgeschwindigkeit kleiner als die beiden elastischen Wellengeschwindigkeiten ist. Das stimmt zunächst mit der Tatsache, daß in Gläsern durch geeignete thermische Auslösung ausgesprochen „langsame" Brüche erzeugt werden können[10]). Nach den funkenkinematographischen Untersuchungen von Schardin und Mitarbeitern[11]) wird auch die Fortpflanzungsgeschwindigkeit „normaler" Bruchvorgänge stets kleiner gefunden als die beiden elastischen Wellengeschwindigkeiten, wobei anorganische Gläser eine einheitliche und temperaturunabhängige Bruchgeschwindigkeit zeigen. Die Beobachtung, daß die Fortsetzung vorübergehend stehengebliebener Brüche stets wieder mit der gleichen hohen Bruchgeschwindigkeit vor sich geht, erweist die geringeren Fortpflanzungsgeschwindigkeiten „langsamer" Brüche als vorgetäuscht; tatsächlich besteht

9) Diese Zusammenhänge wurden zum ersten Male bemerkt und benutzt bei A. Smekal, Glastechn. Ber. **16**, 228, 1938, zur Deutung der von H. Schardin und seinen Mitarbeitern erhaltenen funkenkinematographischen Ergebnisse über Bruchgeschwindigkeiten.

10) Vgl. z. B. M. Hirata, Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo **16**, 172, 1931, sowie Anm. 9.

11) H. Schardin und W. Struth, Zeitschr. f. techn. Phys. **18**, 474, 1937; Glastechn. Ber. **16**, 219, 1938; H. Schardin, D. Elle und W. Struth, Vortrag auf der Physikertagung 1940. (Zeitschr. f. techn. Phys. **21**, 1940, im Druck.) Ferner auch F. E. Barstow und H. E. Edgerton, Journ. Amer. Ceram. Soc. **22**, 302, 1939, und dazu H. Schardin, Glastechn. Ber. **18**, 233, 1940.

auch noch anderweitige Veranlassung dafür, die makroskopische Langsamkeit thermisch ausgelöster Bruchvorgänge nicht mit einer Verlangsamung der Bruchfortpflanzung, sondern mit thermisch bedingten Stillstandsdauern der Brüche in Verbindung zu bringen.

Die für Silikatgläser erwartete Einheitlichkeit und Temperaturunabhängigkeit der Bruchgeschwindigkeit erscheint somit durch die Schardinschen Ergebnisse ebenso bestätigt wie das Zurückbleiben der Bruchgeschwindigkeit hinter den normalen elastischen Wellengeschwindigkeiten. Die für Quarz- und Spiegelglas gefundene Verschiedenheit der Bruchgeschwindigkeiten (2200 und 1500 m/sek) entspricht ferner qualitativ der aus den Kerbstellenverschiedenheiten dieser Stoffe gefolgerten Verschiedenheit ihrer Ultraschalldispersionsgebiete (§ 2). Da an Stoffen mit gröberen Kerbstellen sowie uneinheitlichen Kerbstellenverteilungen (Salzkristalle, technische Kunststoffe) stark herabgesetzte sowie uneinheitliche Bruchgeschwindigkeiten erhalten wurden[12]), besteht auch diesbezüglich Übereinstimmung mit den Folgerungen aus der Verknüpfung von Ultraschalldispersion und Bruchfortpflanzung.

§ 5. Zur Auslösung von Sekundärbrüchen durch Ultraschallwellen[13])

Das Zurückbleiben der Bruchgeschwindigkeit hinter den Fortpflanzungsgeschwindigkeiten makroskopisch-elastischer Störungen ist am eindruckvollsten bei der während eines (primären) Bruchvorganges durch die gleiche Bruchursache bewirkten Auslösung von Sekundärbrüchen, die stets — auch bei scheinbaren Verzweigungen des Erstbruches — vor der Primärbruchfront an dazu geeigneten Kerbstellen erfolgt. Die scheinbare (vom Primärbruchbeginn aus gerechnete) Fortpflanzungsgeschwindigkeit der die Sekundärbrüche auslösenden elastischen Beanspruchung kann somit alle Werte zwischen der Schardinschen Bruchgeschwindigkeit und der normalen Longitudinalgeschwindigkeit aufweisen; wird die auslösende Beanspruchung praktisch nur durch Transversalwellen bewirkt, so kann als obere Geschwindigkeitsgrenze jedoch nur die kleinere Transversalgeschwindigkeit auftreten. Da der Anfangsverlauf solcher Sekundärbrüche senkrecht zur auslösenden Hauptspannung gerichtet sein muß, liegt er bei reiner Longitudinalanregung quer, bei reiner Transversalanregung dagegen parallel zur Fortpflanzungsrichtung der elastischen Störungswelle. Diese Folgerungen stimmen mit Versuchsergebnissen an Silikatgläsern überein, bei denen ihre Voraussetzungen verwirklicht und belegbar sind[11]), und können gegebenenfalls zu Rückschlüssen auf die Art der wirksamen Wellenfortpflanzung benutzt werden.

Auf die Auslösung von Sekundärbrüchen durch Ultraschallwellen der hier betrachteten Dispersionsbereiche sind solche Folgerungen allerdings nicht anwendbar. Für makroskopische Abstände des Sekundärbruchbeginns vom Primärbruchverlauf können derartige Wellen ja nicht ohne gleichzeitige normale elastische Wellenvorgänge auftreten, so daß hier stets eine Überlagerung beider vorliegt. Da bisher keine funkenkinematographischen Belege vorliegen, die eine Überbrückung des Abstandes zum Sekundärbruchbeginn mit anormalen wahren Fortpflanzungsgeschwindigkeiten notwendig machen, scheinen anormale Wellenanteile an der Auslösung solcher Sekundärbrüche in auffälliger Weise nicht beteiligt zu sein; dies ist verständlich, da solche Wellenanteile durch Absorption bereits über sehr kurze Wegstrecken eine bedeutende Schwächung erfahren sollten.

Eine stärkere Beteiligung anormaler Wellenanteile an der Auslösung von Sekundärbrüchen kommt demnach nur für die unmittelbare Nachbarschaft des Primärbruchverlaufes in Betracht, wo auch das funkenkinematographische Verfahren eine Bestimmung von Fortpflanzungsgeschwindigkeiten nicht mehr zuläßt. Hier sind vor allem die spitzwinkelig verlaufenden, scheinbaren Verzweigungen vieler Brüche zu nennen; namentlich solche, die an Orten einsetzen, an denen von vornherein kein merklicher Anstieg der makroskopisch-elastischen Beanspruchungen anzunehmen ist[14]). Ferner die Entstehung zunehmender Rauhigkeiten auf Primärbruchflächen, die als Facettierung durch winzige Sekundärbruchflächen aufzufassen ist[4]); da diese Rauhigkeitszunahme nur in Bereichen zunehmender äußerer Beanspruchungen auftritt[3]), muß hier aber bereits eine entscheidende Mitwirkung normaler elastischer Wellenfortpflanzung vorliegen.

12) H. Schardin, VDI.-Vortrag in Berlin am 31. Mai 1940; H. Schardin, D. Elle und W. Struth, a. a. O.

13) Dieser Abschnitt wurde erst während der Niederschrift eingefügt.

14) Etwa für die beim Schrägdurchschuß durch eine Glasplatte in einem bestimmten größeren Abstand von der Durchschußstelle an allen Radialbrüchen eintretenden Bruchverzweigungen. Eine Entscheidung darüber, ob hier ein makroskopischer Spannungsanstieg mitwirkt, kann von funkenkinematographischen Aufnahmen mit polarisiertem Licht erwartet werden.

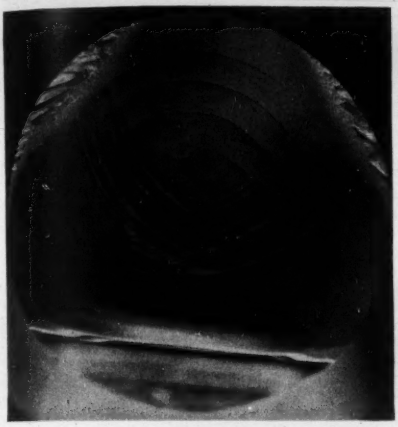


Fig. 1. Biegebruch eines Glasstabes (durchfallendes Licht, Hellfeld, Vergrößerung 15fach). Bruchbeginn oben. Die beiden Bruchlinienscharen gehen von den seitlich erkennbaren Sekundärbruchflächen aus. Durch die glatten Teile der Bruchfläche hindurch erblickt man die von der Herstellung stammende schalige Struktur im Innern des Glasstabes. (H. Wallner, 19. Juli 1938.)

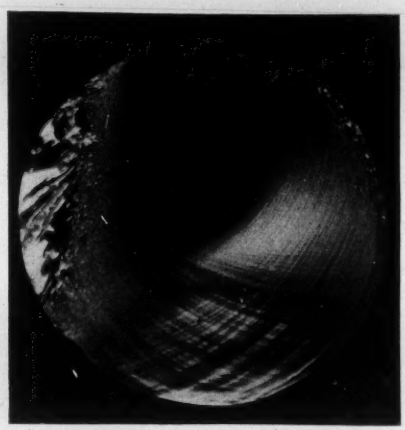


Fig. 2. Zugbruchfläche eines Glasstabes (auffallendes Licht, Dunkelfeld, Vergrößerung 60fach). Bruchbeginn oben. Die beiden Bruchlinienscharen gehen auch hier von randlich gelegenen Sekundärbrüchen aus. Stabinneres dunkel und daher unsichtbar. (G. Sperling, Oktober 1938.)

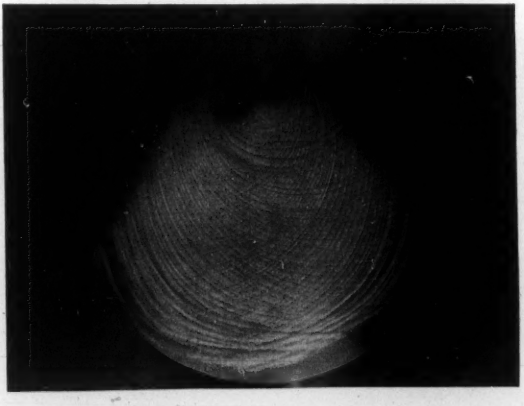


Fig. 3. Biegebruchfläche eines Quarzglasstabes mit angeschmirgelter Oberfläche (auffallendes Licht, Hellfeld, Vergrößerung 12fach). Bruchbeginn oben. Die Mehrzahl der Linien geht von der geschmirgelten Staboberfläche aus, daselbst winzige Sekundärbrüche. (H. Wallner, 1939.)

Fig. 4. Zugbruchfläche eines angeschmirgelten Quarzglasstabes mit gleichzeitig entstandenem muschelförmigem Ausbruch (auffallendes Licht, Hellfeld, Vergrößerung 100fach). Die Bruchlinien setzen sich in der muscheligen Oberfläche fort und zeigen damit den Raumwellencharakter der beteiligten elastischen Störwellen an. (P. Schmiedecke, 1939.)

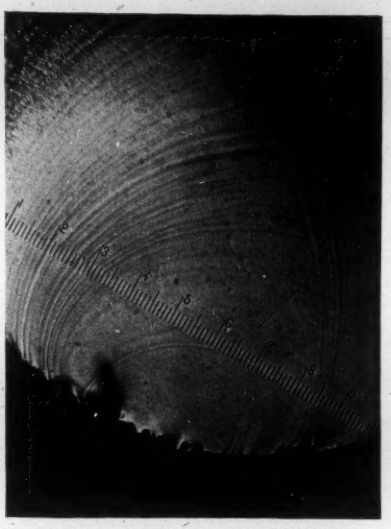


Fig. 5. Zugbruchfläche eines angeschmirgelten Quarzglasstabes (auffallendes Licht, Hellfeld, Vergrößerung 100fach). Okularmaßstab und Beugungsbilder der Bruchlinien. (P. Schmiedecke, 1939.)

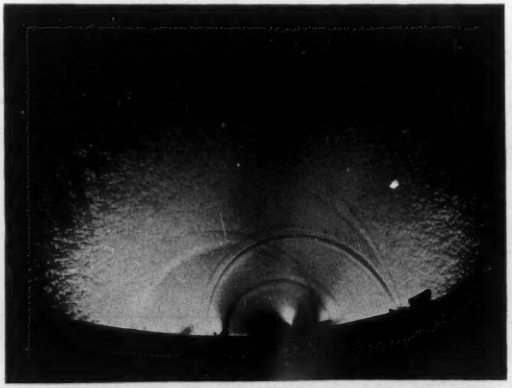


Fig. 6. Zugbruchfläche eines Stabes, der aus einem Block des optischen Glases BK7 von Schott herausgesägt und durch Ätzen geglättet war (auffallendes Licht, Hellfeld, Vergrößerung 50fach). Auch an diesem struktur- und spannungsfreien Glas finden sich Bruchlinien und an deren Beginn winzige Aussprengungen infolge von Sekundärbrüchen. (H. Hesselbarth, 1940.)

§ 6. Auslösung von sekundären Ultraschallwellen durch Bruchvorgänge

Die Bruchflächen der anorganischen Gläser zeigen vielfach, vor allem an ihren spiegelnd glatten Teilen, noch andere Feinstrukturen, die nicht mit Sekundärbruchflächen zusammenhängen. Es sind dies geringfügige flache und dabei sehr schmale Unebenheiten von linienartigem Verlauf, die sowohl einzeln als auch scharenweise auftreten können. Da sie stets gewisse Beziehungen zur Richtung des Bruchvorganges erkennen lassen, sind sie gelegentlich zu Schlüssen über den Bruchverlauf benutzt worden[15]). Die nähere Untersuchung solcher Bruch„linien" wurde aussichtsreich, als sie auch auf Bruchflächen von bekannter einfacher Entstehungsart gefunden wurden, wo sie einen gesetzmäßigen Verlauf aufweisen. Diese Entdeckung wurde zuerst von H. Wallner an Biegebruchflächen von Glasstäben gemacht, an denen im allgemeinen zwei einander durchkreuzende, gut sichtbare Linienscharen auftreten (Fig. 1). Ähnliche Scharen von Bruchlinien fand G. Sperling dann auch an Zugbruchflächen; ihre Wahrnehmbarkeit ist hier zumeist an Behandlung in auffallendem Lichte geknüpft (Fig. 2). Die „Linien" beginnen überwiegend im Bereiche der aus Sekundärbruchflächen bestehenden gefurchten Teile der Bruchquerschnitte, können aber auch vom Rande ihres spiegelnd glatten Bereiches an der Staboberfläche ausgehen (Fig. 6). Nach Wallner[16]) kann man Linien der letzteren Art durch Anritzen, Anschleifen oder Anätzen der Staboberfläche in großer Anzahl hervorbringen (Fig. 3).

Als schwache Unebenheiten optisch glatter Bruchflächen müssen die „Wallnerschen Bruchlinien" auf örtliche Abweichungen der größten Hauptzugspannung σ von der Bruchflächennormale zurückgeführt werden, die durch den Bruchvorgang fixiert und damit abgebildet wurden. Aus der gegenseitigen Durchkreuzung der Bruchlinienscharen folgt weiter, daß die einzelnen Linienelemente einer Bruchlinie nicht gleichzeitig gebildet werden. Die Entstehung der Bruchlinien beruht daher auf dem Zusammenwirken von elastischen Störwellen mit dem Bruchvorgang[17]). Aus seinen Versuchen über die künstliche Hervorbringung von Bruchlinien schloß Wallner, daß zu jeder Bruchlinie eine Störwelle mit dem Anfangspunkt der Bruchlinie als Wellenzentrum gehört, wodurch der Bruchlinienverlauf qualitativ zutreffend wiedergegeben werden kann[16]).

Eine abschließende Klarstellung aller an der Entstehung der Bruchlinien beteiligter Wellenvorgänge steht noch aus. Es gibt jedenfalls Linien, deren Anfangsverlauf unter Annahme einer von ihrem Beginn ausgesendeten, normalen elastischen Longitudinalwelle vorausberechenbar ist, und ebenso scheinen mit Transversalwellen verknüpfte Bruchlinien vorzukommen. Wenn gleichzeitig mit dem zur Zugrichtung senkrechten Bruchquerschnitt eines Glasstabes noch eine weitere, muschelige Bruchfläche gebildet wird, erkennt man aus der Fortsetzung der Bruchlinien in die Muschelfläche, daß die elastischen Störwellen Raumwellen sind (Fig. 4). Da die Störwellen voraussichtlich den Charakter von Stoßwellen besitzen, kann man aus der Linienbreite eine obere Grenze für die darin enthaltenen Frequenzen abschätzen. Infolge der stets bemerkbaren Beugungserscheinungen gibt es nur eine scheinbare Linienbreite von der Größenordnung 10^{-4} cm (Fig. 5). Es handelt sich demnach um Ultraschallfrequenzen von der Größenordnung 10^{10} sek^{-1}; sie kommen dem oben (§ 2) gefolgerten Dispersionsgebiet um 10^{11} sek^{-1} so nahe, daß unter den beobachtbaren Bruchlinien auch solche auffindbar sein könnten, deren Entstehung auf Störwellen mit abnormalen Fortpflanzungsgeschwindigkeiten beruht. Die Wallnerschen Bruchlinien scheinen demnach ein Mittel darzustellen, das die Untersuchung der Ultraschallfortpflanzung zumindest in anorganischen Gläsern über den bisher technisch herstellbaren Frequenzbereich hinaus fortzusetzen erlaubt.

Bei dieser Sachlage ist es von besonderem Interesse, die Entstehungsursachen der Störwellen kennenzulernen. Die nähere Untersuchung zeigt, daß der Linienbeginn nahezu ausnahmslos durch winzige Sekundärbrüche oder örtliche Unebenheiten der glatten Primärbruchfläche gekennzeichnet ist. Die elastischen Störwellen werden demnach durch den primären Bruchvorgang an Orten ausgelöst, die — wie jener des primären Bruchbeginns — als Kerbstellen mit einem „Hof" von Eigenspannungen anzusprechen sind. Solche Kerbstellen sind selbst in makroskopisch spannungsfrei gemachten optischen Gläsern vorhanden, da auch hier das spontane Auftreten Wallnerscher Bruchlinien gefunden wird (Fig. 6).

§ 7. Zusammenfassung

In der vorstehenden Arbeit wird darauf hingewiesen, daß die Fehlbaueigenschaften der Festkörper bei genügender Gleichförmigkeit zu

15) Vgl. A. Smekal, Glastechn. Ber. **16**, 228, 1938, Abschnitt E auf S. 230.

16) H. Wallner, Zeitschr. f. Phys. **114**, 368, 1939.

17) Vortrag im Hallenser Physikalischen Kolloquium vom 5. Dezember 1938.

gut definierten Dispersionsgebieten für Ultraschallwellen Veranlassung geben sollten (§ 1). Diese Bedingungen sind am besten für anorganische Gläser erfüllt, wo die Größenordnung der Dispersionsfrequenzen zu 10^{11} sek^{-1} abgeschätzt wird, während Salzkristalle solche ab $5 \cdot 10^{8}$ sek^{-1} ergeben (§ 2).

Diese Frequenzbereiche sind technisch noch nicht zugänglich; es wird jedoch gezeigt, daß sie an den Erscheinungen der Bruchfortpflanzung in spröden Stoffen maßgebend beteiligt sind. Daraus ergibt sich, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Bruchvorgänge kleiner sein muß als die normalen elastischen Wellengeschwindigkeiten; ferner, daß ihre Größe und Einheitlichkeit von der räumlichen Dichte und Beschaffenheit der „Kerbstellen", des Festkörpers sowie der Gleichmäßigkeit ihrer räumlichen Verteilung abhängt (§ 3). Alle diese Folgerungen befinden sich in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der funkenkinematographischen Untersuchungen von Schardin und Mitarbeitern über die Geschwindigkeit der Bruchfortpflanzung in anorganischen und organischen Gläsern sowie in Salzkristallen (§ 4).

Die Übereinstimmung zwischen den Folgerungen der Bruchtheorie und den Schardinschen Ergebnissen erstreckt sich auch auf die Auslösung von Sekundärbrüchen durch Bruchvorgänge. Offen bleibt beiderseits zunächst, ob die Auslösung von Sekundärbrüchen auch durch Ultraschallwellen des Dispersionsgebietes nachweisbar ist (§ 5).

Zum Schluß wird gezeigt, daß Bruchvorgänge in anorganischen Gläsern über Sekundärbrüche auch sekundäre Ultraschallwellen auslösen können und hierbei zur Entstehung der „Wallnerschen Bruchlinien" Veranlassung geben. Die Größenordnung der beteiligten Ultraschallwellen ergibt sich zu 10^{10} sek^{-1} und gehört damit zur Nachbarschaft des eingangs besprochenen Frequenzbereiches der Ultraschalldispersion (§ 6).

Halle a. d. S., Institut für theoretische Physik der Martin-Luther-Universität, 17. November 1940.

(Eingegangen 18. November 1940)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

H. Greinacher, Physik in Streifzügen. (Verständliche Wissenschaft Bd. XL). VIII u. 176 S. Mit 64 Abbildungen. Berlin 1939. Verlag von Julius Springer. Geb. RM 4.80.

Verfasser wendet sich an „die Menge derer, die bei der heutigen universellen Bedeutung der Physik auch etwas davon kennenlernen möchten, die sich aber Zeit und Mühe für ein Studium nicht nehmen können". Im Plauderton wird Physik durchwandert, oft im Querschnitt. Von der Maßeinheit bis zur Unschärfebeziehung, vom fallenden Dachziegel bis zur Veranschaulichung der Bildung des Elektronenzwillings wird eine große Menge physikalischer Erkenntnisse vorgetragen. Natürlich kann auf dem kleinen Raum keine Formel gebracht und kaum ein Beweis geführt werden. Auch wird es nicht ohne Vorkenntnisse abgehen, das Abitur möchte der Leser schon haben. Dann wird ihm das Büchlein viel Freude machen. Ein Sachverzeichnis wäre übrigens hier ebenso von Nutzen wie bei jedem anderen Lehrbuch.

Möbius

Nachrichten

Die Beratungsstelle für Werkstofffragen des chemischen Apparatewesens (BWF) beider DECHEMA Deutsche Gesellschaft für chemisches Apparatewesen E. V. hat ein Flugblatt über ihre Ziele und Aufgaben herausgegeben. In knapper, einprägsamer Form werden die wichtigen Aufgaben und die zur Lösung angewendeten Arbeitsmittel behandelt. Es ist kostenlos durch die DECHEMA Deutsche Gesellschaft für chemisches Apparatewesen E. V., Frankfurt a. M., Bismarck-Allee 25, Dechema-Haus, zu beziehen.

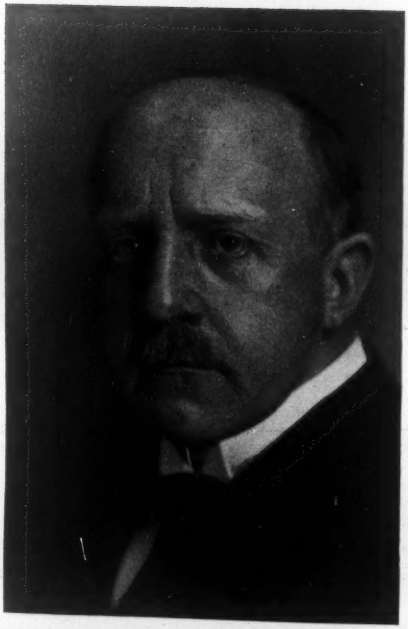
Dozenturen: An der Universität Halle a. d. S. Dr. Heinz Dunken für Physikalische und allgemeine Chemie, an der Universität Freiburg i. Br. Dr. Wolfram Erber für Anorganische Chemie und Chemische Technologie, an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Erich Buchholz für reine und angewandte Kolloidchemie, an der Universität Innsbruck Dr. Rudolf Steinmaurer für höhere Physik.

Ernannt: Der a. o. Professor für Physik der Erde an der Montanistischen Hochschule Leoben Dr. Hugo Scheuble zum ord. Professor für Elektrotechnik ebendaselbst, Dr.-Ing. Wilhelm Schulz in Oschersleben zum ord. Professor für Technische Strömungslehre an der Technischen Hochschule Hannover, der Dozent an der Technischen Hochschule Wien Dr. Gunther Lock zum a. o. Professor für Anorganische Chemie an der gleichen Hochschule, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Carl Wagner zum ord. Professor für Physikalische Chemie ebendaselbst, der ord. Professor der Theoretischen Physik an der Universität Greifswald Dr. Rudolf Seeliger zum ord. Professor für Experimentalphysik und Direktor des Physikalischen Instituts daselbst (an Stelle des verstorbenen Professor Dr. Friedrich Krüger).

Neuer Lehrauftrag: Professor Dr. Hugo Dingler an der Universität München für Geschichte der Naturwissenschaften, Dr. Ludwig Stuckert an der Technischen Hochschule München für Chemische Technologie der Silikate.

Gestorben: Der frühere ständige Assistent und Privatdozent für Physik an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Clemens v. Horvath.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany



Prof. Dr. F. Krüger.